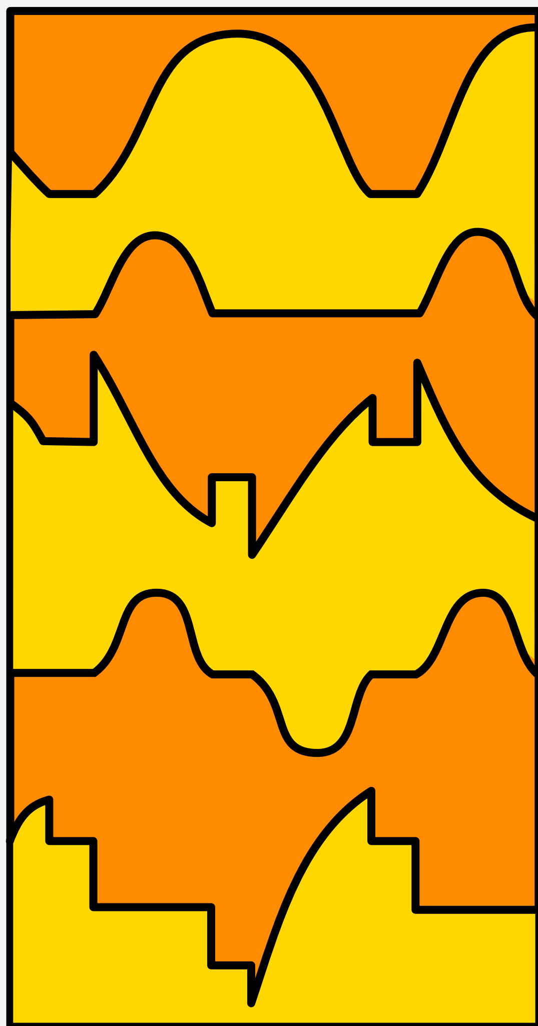
I. Kaganov

ELECTRONIQUE INDUSTRIELLE



Éditions Mir Moscou

И. Л. КАГАНОВ

ПРОМЫШЛЕННАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

ИЗДАТЕЛЬСТВО «ВЫСШАЯ ШКОЛА» МОСКВА

I. KAGANOV

Electronique industrielle

ÉDITIONS MIR • MOSCOU

CDU 621.38 = 40

Traduit du russe
par
Ch. Bir

На французском языке

INTRODUCTION

Classification des systèmes électroniques et de leurs éléments

On appelle *électronique* cette branche de la science et de la technique qui étudie:

1) les phénomènes physiques dans les appareils dont le fonctionnement repose sur la variation de la concentration et le déplacement de particules chargées dans le vide, les gaz ou les corps cristallins;

2) les propriétés électriques, les caractéristiques et les paramètres des dispositifs employés ainsi que les régimes de fonctionnement des circuits électriques comprenant ces dispositifs;

3) les propriétés des systèmes électroniques complexes.

L'étude des phénomènes constitue la *physique électronique*.

Celle des types d'appareils et de leurs domaines d'application constitue l'*électronique technique* ou l'*électronique appliquée*.

Etant donné que dans tous les milieux conducteurs (sauf les électrolytes) les courants sont créés par des électrons ou surtout par des électrons on peut définir d'une façon générale les dispositifs employés sous le terme d'appareils électroniques. Mais, suivant le milieu où se déplacent les électrons et l'influence de ce milieu sur le mouvement de ces derniers on distingue comme classes principales: les dispositifs *à vide* (électroniques), les dispositifs *à décharge dans les gaz* (ioniques) et les dispositifs *à semi-conducteurs*.

Dans les dispositifs *à vide* le courant est créé seulement par les électrons traversant le vide en l'absence presque complète d'autres particules chargées dans l'espace interélectrode. Ce groupe comprend les tubes à vide utilisés pour l'amplification et la production des signaux électriques, les convertisseurs transformant l'énergie rayonnante en énergie électrique (appareils photo-électriques) et les convertisseurs transformant les signaux électriques en signaux lumineux (appareils à rayons cathodiques).

Dans les dispositifs *à décharge dans les gaz* (tubes à gaz) le courant est créé surtout par des électrons qui, entourés d'ions positifs, traversent un gaz raréfié. Les ions prennent naissance directement entre les électrodes du dispositif par suite d'ionisation, par les électrons rapides, des atomes du gaz remplissant l'intérieur de l'appareil. L'ionisation libère des électrons de leur liaison structurale avec les atomes ou les molécules du gaz. La conductibilité du milieu gazeux

est assurée surtout par les électrons libérés et, dans un moindre degré, par les ions.

Les dispositifs *à semi-conducteurs* utilisent des combinaisons de milieux semi-conducteurs homogènes ou hétérogènes. De tels milieux forment des corps cristallins dont les électrons sont libérés des liaisons de valence avec les atomes du réseau sous l'action de quanta d'énergie thermique (phonons) ou d'énergie lumineuse (photons) ainsi que sous l'effet de champs électriques suffisamment puissants.

Pour libérer les électrons qui assurent la conductibilité métallique il faut des quanta de très faible énergie. L'énergie des quanta qui libèrent les électrons doit être plus grande dans les semi-conducteurs et encore plus grande dans les diélectriques.

Ces différentes classes d'appareils sont largement utilisées en électronique appliquée.

Les principales branches de l'électronique appliquée moderne sont :

1) la *radioélectronique* qui concerne toutes les formes de transmission (radiodiffusion, télévision, radar, radionavigation, radioastronomie) ;

2) l'*électronique industrielle* qui concerne les dispositifs électroniques de mesure, de contrôle, de réglage, de protection et d'autres genres de commande ; l'électronique industrielle comprend aussi les systèmes électroniques de conversion du courant largement utilisés dans les installations énergétiques et dans la traction électrique ;

3) l'*électronique nucléaire* liée à l'étude des processus d'obtention et d'utilisation des nucléons et des rayonnements radioactifs qui apparaissent lors du réarrangement ou de la désintégration des noyaux ;

4) l'*électronique biologique* qui met les phénomènes et l'appareillage électroniques au service des études biologiques et qui prend actuellement un grand essor en médecine (*électronique médicale*).

Plusieurs autres domaines (géologie, chimie) utilisent des dispositifs et systèmes électroniques.

Chacune de ces branches se subdivise à son tour en branches plus spécifiques. Pour l'électronique industrielle ces subdivisions sont :

1) l'*électronique d'information* qui englobe les systèmes de mesure, de contrôle et de commande des installations industrielles et des processus technologiques. Les ensembles électroniques de commande sont le plus largement utilisés dans les systèmes automatiques ainsi que dans les calculatrices ;

2) l'*électronique énergétique* à laquelle appartiennent les installations de moyenne et de grande puissance utilisées pour la transformation du courant d'un type en un autre ; la part de telles installations dans le bilan énergétique est très importante vu que les systèmes de conversion de courant sont employés dans l'électrométallurgie (l'électrolyse des métaux non ferreux et des sels), dans la traction

électrique, dans les systèmes de commande des machines industrielles, dans les dispositifs de levage ainsi que dans les sous-stations des réseaux de transport d'énergie à courant continu à grande distance;

3) la *technologie électronique* qui utilise les faisceaux électroniques et ioniques ainsi que les oscillations électromagnétiques et acoustiques (en premier lieu les ultra-sons) pour agir sur les substances et y créer des pellicules ainsi que pour perfectionner les processus technologiques. Cette branche se développe rapidement.

Les principaux facteurs qui déterminent le large emploi de l'électronique dans les domaines énumérés de la science et de la technique

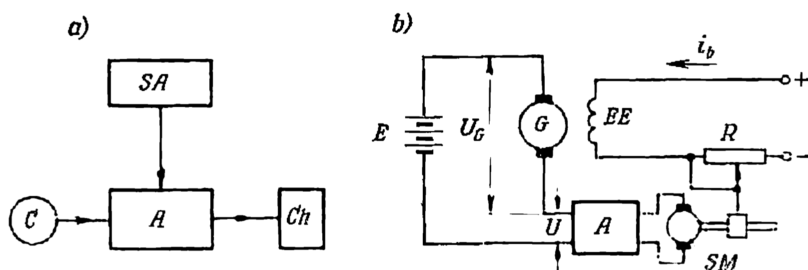


Fig. 0.1. Schéma fonctionnel d'un amplificateur (*a*) et schéma électrique d'un régulateur électronique (*b*)

sont: la grande sensibilité des dispositifs électroniques, leur rapidité de fonctionnement et leur emploi universel.

La sensibilité des appareils électroniques est déterminée par la valeur absolue de la grandeur d'entrée à partir de laquelle l'appareil entre en jeu (valeur de seuil).

La haute sensibilité des systèmes électroniques est assurée par des appareils et ensembles amplificateurs. L'action des amplificateurs et leur liaison avec les autres éléments du système peuvent être illustrées par le schéma fonctionnel simple présenté sur la figure 0.1,*a*.

L'entrée de l'ensemble amplificateur *A* est liée à l'élément *C* qui joue le rôle de capteur. Cet élément contrôle l'état de l'appareil commandé (non figuré sur le dessin) et lorsque le régime de fonctionnement de l'appareil diffère du régime prescrit il délivre un signal de commande. La variation de ce signal dans le temps détermine la variation du courant passant de la source d'alimentation par l'amplificateur *A* dans le circuit de charge *Ch* (élément d'exécution). Ce circuit met en marche le mécanisme d'exécution qui fait varier le régime de fonctionnement de l'appareil sous contrôle. L'amplificateur reçoit de la source d'alimentation *SA* la puissance nécessaire pour déclencher le fonctionnement de l'élément d'exécution. Recevant du capteur un signal sous forme de tension ou de courant,

l'organe de commande de l'amplificateur fait varier la puissance du flux qui passe de l'amplificateur vers la charge. Plus la sensibilité du capteur et celle de l'amplificateur sont élevées, plus la précision avec laquelle on peut contrôler le régime prescrit de fonctionnement de l'installation est grande.

Nous montrerons l'action d'un amplificateur électronique comme organe de commande très sensible avec l'exemple d'un régulateur électronique branché dans le circuit d'une génératrice à courant continu (fig. 0.1,*b*) afin de maintenir invariable sa tension de sortie (stabilisation de tension).

La tension des générateurs peut être réglée en général par variation du courant d'excitation. Dans le montage considéré une telle variation est assurée par le déplacement du curseur du rhéostat R inséré dans le circuit d'excitation. Le curseur est réuni à l'arbre d'un moteur auxiliaire (servo-moteur) SM alimenté par l'intermédiaire d'un amplificateur électronique A. A l'entrée de l'amplificateur est appliquée la différence des tensions de la génératrice et d'une source de tension étalon E qui peut être représentée par une pile électrique.

Lorsque la tension U_{G} fournie par la génératrice s'approche de la tension étalon E, la tension à l'entrée et, par conséquent, celle à la sortie de l'amplificateur sont voisines du zéro. Le servo-moteur est alors immobile et le curseur du rhéostat occupe une position pour laquelle le circuit d'excitation est traversé par un courant i_b qui excite la génératrice laquelle fournit alors la tension prescrite U_{G}. Lorsque la tension aux bornes de la génératrice s'écarte de la valeur E (ce qui, en particulier, peut être dû à la variation de la charge ou de la vitesse de rotation), une différence de tension E-U_{G} d'un signe déterminé apparaît à l'entrée de l'amplificateur. Cette différence de tension est amplifiée et, sous l'action de la tension que l'amplificateur fournit à sa sortie, le moteur commence à tourner et fait déplacer le curseur du rhéostat dans le sens nécessaire pour corriger la tension de sortie de la génératrice. Le curseur se déplace jusqu'à ce que l'égalité approximative $E \approx U_{\mathrm{G}}$ soit établie. Cette égalité est d'autant plus précise que la sensibilité de l'amplificateur est plus élevée.

Pour le réglage, le contrôle et la commande automatiques des processus rapides, la rapidité de modification de la valeur de sortie de l'amplificateur à toute variation de sa valeur d'entrée a également une grande importance. La rapidité de réponse maximale est obtenue avec les amplificateurs électroniques. Le temps de réponse de l'appareil amplificateur lui-même (sans tenir compte de l'influence des éléments à inertie faisant partie du circuit de charge) s'évalue à quelques fractions de microseconde.

La troisième qualité des dispositifs électroniques, leur universalité, repose sur le fait que toutes les formes d'énergie, mécanique,

thermique, acoustique, rayonnante (en particulier, lumineuse), ainsi que l'énergie des particules élémentaires, se transforment facilement en énergie électrique, la variation de laquelle est à la base du fonctionnement de tous les appareils électroniques.

Une telle universalité, obtenue par combinaison d'éléments de conversion aux éléments électroniques, est particulièrement importante en électronique industrielle, étant donné que c'est dans l'industrie surtout que sont utilisées au maximum toutes les formes d'énergie.

Des systèmes électroniques à grande sensibilité dans lesquels des variations minimes d'énergie mécanique se transforment en variations électriques sont utilisés, par exemple, pour le contrôle des dimensions de différentes pièces miniatures, de la qualité de surface des pièces de haute précision, du nombre de tours à grande vitesse de rotation, du niveau des liquides dans les récipients difficilement accessibles ou fermés, de la composition et de la densité de différents milieux ainsi que pour la mesure de faibles déplacements linéaires et angulaires.

Des systèmes électroniques de mesure très sensibles dans lesquels l'énergie thermique est transformée en énergie électrique sont utilisés, par exemple, pour le contrôle à distance de la température des corps chauds ainsi que pour la détection infrarouge. Les systèmes électroniques dans lesquels l'énergie acoustique est transformée en énergie électrique sont utilisés dans les défectoscopes à ultra-sons ainsi que dans les dispositifs destinés aux essais des matériaux employés pour la construction des routes.

Le fonctionnement de tous les dispositifs photo-électriques repose sur la transformation de la variation d'énergie rayonnante en énergie électrique.

Les générateurs quantiques d'énergie rayonnante (les lasers) sont utilisés dans l'industrie pour des opérations technologiques de haute précision (par exemple, pour le forage de trous dans les alliages extra-durs et la fabrication des gabarits de précision).

L'énergie des rayons X, des quanta gamma ainsi que des particules alfa et bêta est largement utilisée dans les méthodes isotopiques de mesure et de contrôle de la composition de différents milieux, comme dans les recherches biologiques, en particulier en médecine.

Dans la plupart des dispositifs énumérés, la grandeur primaire à contrôler est le plus souvent une grandeur non électrique : longueur, angle, vitesse, pression, densité, température, oscillations acoustiques, transparence, etc. Cette grandeur non électrique doit préalablement être transformée en grandeur électrique. On utilise à cette fin un convertisseur-capteur sensible tel que celui dont nous avons parlé à propos du dispositif représenté sur la figure 0.1.

Selon le type d'objet à contrôler et sa grandeur de sortie, on utilise des capteurs qui diffèrent dans leurs principe de fonctionnement et constitution.

Parmi les capteurs les plus simples utilisés ordinairement pour le contrôle des dimensions géométriques des pièces et des déplacements linéaires il faut mentionner les capteurs à résistances, électromagnétiques et à capacités.

Un capteur à résistance se présente généralement sous la forme d'un potentiomètre ou d'une résistance réglable intégrée à un pont de mesures (fig. 0.2,*a*). Entre le point de connexion des résistances

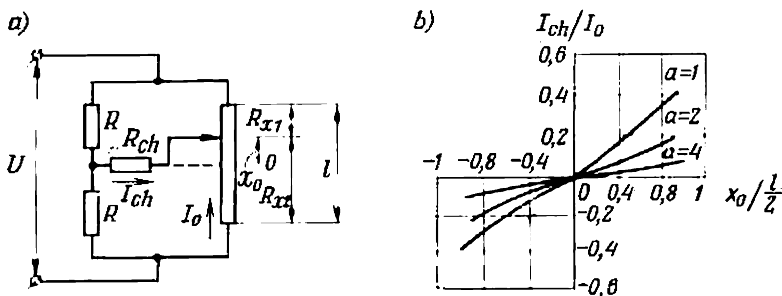


Fig. 0.2. Schéma électrique d'un capteur à résistance (*a*) et ses caractéristiques (*b*)

fixes R et le curseur mobile de résistance calibrée est branchée une résistance de charge R_{ch}. La chute de tension créée dans cette dernière par le courant qui la traverse joue le rôle de signal appliqué à l'entrée de l'amplificateur.

Le pont de mesures assure la conversion de la variation de résistance électrique en une variation de tension si sa sensibilité, qui s'évalue par le rapport de la variation de la grandeur de sortie à l'intensité du courant ou par le rapport de la tension à la résistance d'entrée variable, est suffisamment élevée.

Lorsque le curseur de la résistance calibrée se déplace depuis son milieu à une distance égale à la cote contrôlée de la pièce, le courant dans la résistance R_{ch} croît depuis zéro. Les valeurs relatives du courant croissant I_{ch} par rapport au courant I_0 passant par la résistance $2R$, lorsque le curseur de la résistance calibrée est débranché de la résistance R_{ch}, sont données en fonction des déplacements relatifs du curseur (par rapport à sa demi-longueur $l/2$) par les courbes de la figure 0.2,*b*. Chacune de ces courbes se rapporte à une valeur déterminée du paramètre $a = R_{ch}/2R$. On voit d'après ces courbes qu'une diminution de la valeur a entraîne une augmentation du rapport I_{ch}/I_0, donc accroissement de la sensibilité du pont de me-

sures mais, en même temps, une diminution de la longueur de la partie linéaire des courbes.

Les capteurs électromagnétiques (fig. 0,3,*a*) présentent une sensibilité un peu plus élevée et un coefficient de conversion plus grand. Sur les noyaux magnétiques à armature mobile commune sont placées des bobines P_1 et P_2 alimentées depuis les enroulements secondaires du transformateur *Tr*. Les valeurs des courants I_{m1} et I_{m2} qui traversent les bobines dépendent de la position du noyau mobile. Pour une position médiane de celui-ci, les entrefers étant égaux ($\delta_1 = \delta_2$), les courants dans les bobines sont aussi égaux. A cette position correspond un courant nul dans l'impédance de charge Z_{ch} puisque les courants I_{m1} et I_{m2} traversent cette résistance en sens opposés. Lorsque le noyau s'écarte de la position médiane, le courant augmente dans une bobine et diminue dans l'autre, ce qui provoque une double variation du courant dans l'impédance Z_{ch}.

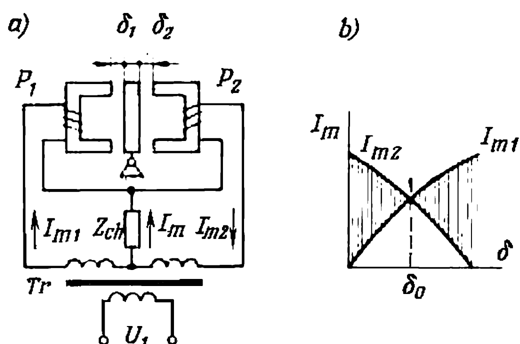


Fig. 0.3. Schéma d'un capteur électromagnétique (*a*) et ses caractéristiques (*b*)

Les ordonnées des aires hachurées (fig. 0.3,*b*) donnent la variation quantitative du courant. La chute de tension produite dans l'impédance Z_{ch} est transmise à l'entrée de l'amplificateur.

La figure 0.4,*a* schématise une variante d'exécution et d'utilisation d'un capteur à capacité. Le capteur y est utilisé pour le contrôle du diamètre des billes d'acier. Le diamètre de la bille détermine la distance entre les plaques P_1 et P_2 qui jouent le rôle d'armatures du condensateur dont on mesure la capacité. L'une des plaques est fixe (et forme butée), l'autre est reliée à un palpeur mobile (sonde) *S* qui contrôle la dimension de la bille. A chaque diamètre de bille correspond une capacité déterminée des plaques. Un tel capteur associé à une capacité étalon fait partie d'un pont de mesures à résistance et capacité (fig. 0.4,*b*). La variation de la capacité du condensateur est transformée, à la sortie du pont, en une tension qui est prélevée sur la diagonale du pont et est appliquée à l'entrée de l'amplificateur.

Pour le contrôle des contraintes internes et des déformations des pièces soumises à des efforts mécaniques, on utilise généralement un capteur tensométrique qui est un fil fin plié en zigzag et collé par l'intermédiaire d'une garniture en papier fin sur la pièce à con-

trôler (fig. 0.5,*a*). Lors des déformations de la pièce la géométrie du fil change ainsi que sa résistance électrique. Dans un extensomètre le fil représente l'un des bras du pont de mesures.

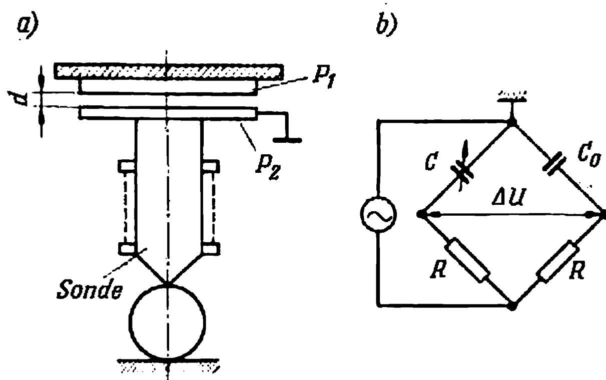


Fig. 0.4. Capteur capacitif (*a*) et son branchement dans un montage de mesure (*b*)

Pour mesurer la résistance mécanique des pièces, ainsi que leur homogénéité on utilise largement les capteurs acoustiques à vibrations ultra-sonores. Les ultra-sons sont utilisés pour contrôler la

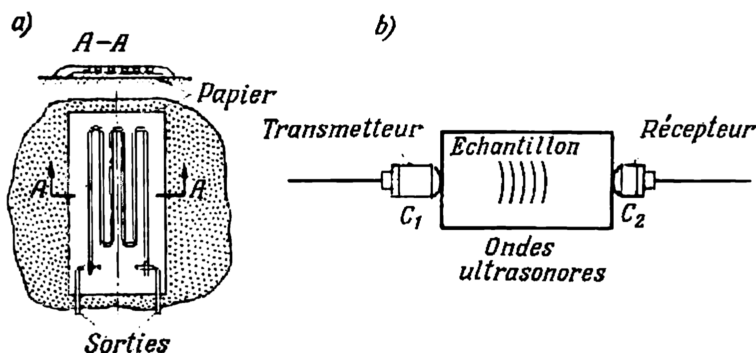


Fig. 0.5. Capteur tensométrique (*a*) et à ultra-sons (*b*)

résistance mécanique des matériaux servant à la construction des routes (en particulier, du ciment-béton), sans destruction des échantillons (fig. 0.5,*b*). Les capteurs à quartz C_1 et C_2 sont en contact avec

l'échantillon du matériau à essayer. Le premier de ces capteurs transforme les oscillations électriques à haute fréquence en vibrations ultra-sonores qui se propagent le long de l'échantillon vers sa face droite. La vitesse de propagation des ondes ultra-sonores dépend de la densité du milieu, laquelle est en même temps un indice de la résistance du ciment-béton fabriqué. Le capteur à quartz C_2, en contact avec la face droite de l'échantillon, transforme les vibrations ultra-sonores en oscillations électriques, lesquelles sont ensuite transformées en impulsions. D'après le temps de passage des ondes ultrasonores enregistrées à l'oscillographe ou au compteur d'impulsions on apprécie la qualité de l'échantillon.

Pour mesurer la température des corps chauds on utilise comme capteur un thermocouple (fig. 0.6,*a*) ou un thermomètre à résistance

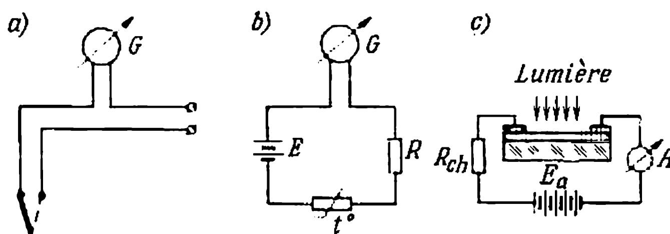


Fig. 0.6. Capteurs à couple thermo-électrique (*a*), à thermistance (*b*) et photométrique (*c*)

ou encore on détermine la température d'après la résistance d'un élément chauffant à semi-conducteurs, appelé thermistance (fig. 0.6,*b*), qui est une résistance à fort coefficient de température négatif.

Pour évaluer la transparence d'un milieu (liquide, gaz, fines couches de substances solides) ou la capacité réfléchissante des revêtements on utilise souvent comme capteur-convertisseur une photorésistance, qui est une plaque à semi-conducteurs (fig. 0.6,*c*) dont la conductibilité varie sous l'effet de la lumière. Cela entraîne une variation du courant dans le circuit. D'après le courant de sortie on juge de l'intensité du flux lumineux qui a traversé le milieu ou a été réfléchi par lui. La valeur du flux lumineux et une courbe d'étalonnage préalablement relevée caractérisent le degré de transparence du milieu.

Les amplificateurs électroniques, tout comme de nombreux autres types de capteurs, sont généralement alimentés par des sources à courant continu. Dans les installations fixes reliées au réseau à courant alternatif, on obtient le courant continu en redressant le

courant alternatif. Dans les dispositifs portatifs et les installations où le réseau à courant alternatif est absent, on utilise comme source d'alimentation des batteries d'accumulateurs et des piles.

Dans les montages pour redressement de courant à tension non réglable on utilise des appareils à deux électrodes appelés diodes (soupapes électriques) dont la constitution et le principe de fonctionnement sont examinés au chapitre I.

Les appareils à trois électrodes et plus sont décrits au chapitre II (consacré aux amplificateurs électroniques) et aux chapitres suivants.

CHAPITRE PREMIER

Diodes et redresseurs de faible puissance

§ 1.1. Schéma simplifié d'un redresseur de courant. Soupapes idéales et réelles

Un circuit électrique constitué de conducteurs métalliques laisse passer le courant indifféremment dans l'un et dans l'autre sens, c'est-à-dire que la conductibilité du circuit ne dépend pas du sens du courant qui y circule. Si l'on connecte un tel circuit à une source de tension alternative, le courant y sera alternatif.

Pour obtenir un courant continu dans un circuit alimenté par une source de tension alternative u_1 (fig. 1.1,*a* et *b*) il faut y connecter un *commutateur mécanique* qui ne ferme le circuit que pour une alternance déterminée de la tension alternative (fig. 1.1,*a*) ou une *soupape électrique* (fig. 1.1,*b*) qui ne laisse passer le courant que dans un sens.

Lorsqu'on intercale une telle soupape dans un circuit, ce dernier devient conducteur seulement dans un sens. Le sens qui coïncide avec ce dernier est considéré comme positif pour la source de tension u_1 et le sens non conducteur est considéré comme négatif.

Si la vitesse de rotation et la durée pendant laquelle le commutateur mécanique établit le contact sont réglées de telle façon que le circuit reste fermé pendant toute l'alternance positive de la tension alternative, le courant circule dans le circuit pendant cette alternance (fig. 1.1,*c*) et ne circule pas durant l'alternance négative.

Le passage du courant durant l'alternance positive et son blocage durant l'alternance négative sont déterminés par les propriétés physiques des soupapes électriques, lesquelles seront examinées plus bas.

La répartition de la tension de la source d'alimentation u_1 entre la soupape S et la résistance de charge R_d durant les alternances conductrice et non conductrice pour le commutateur mécanique et la soupape électrique est donnée par les diagrammes de tension et de courant (fig. 1.1,*c* et *d*).

La tension de la source d'alimentation en cas d'utilisation d'un commutateur mécanique (dont la chute de tension interne peut être négligée) est appliquée durant l'alternance conductrice à la résistance de charge (fig. 1.1,*c*). Pour les soupapes électriques dont la chute de tension interne ne peut pas être toujours négligée (Δu_a

sur la figure 1.1,*d*) la tension aux bornes de la résistance de charge est $u_d = u_1 - \Delta u_a$.

Durant l'alternance non conductrice en l'absence du courant dans le circuit à commutateur mécanique (fig. 1.1,*c*), la tension u_1 fournie par la source est appliquée à la soupape ($u_s = u_1$) puisque la soupape représente à ce moment l'endroit de coupure du circuit.

Durant l'alternance non conductrice, la soupape électrique et, par conséquent, le circuit de charge sont parcourus généralement par un très faible courant i_b appelé *courant inverse.* La tension qui

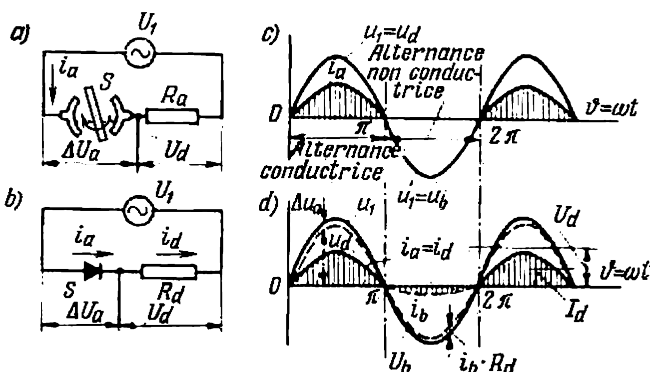


Fig. 1.1. Redressement à une alternance:

a—circuit comportant un commutateur mécanique; *b*—circuit comportant une soupape électrique; *c*—diagramme du courant et de la tension d'une soupape idéale; *d*—idem, d'une soupape réelle

provoque ce courant est appelée *tension inverse.* Lorsque circule le courant inverse cette tension est inférieure à la tension d'alimentation u_1 d'une valeur i_bR_d mais, vu la petitesse de la valeur du courant i_b, la tension i_bR_d est tellement infime qu'on la néglige généralement.

Le courant i_a dans le sens conducteur est appelé *courant direct* et la chute de tension Δu_a due à ce courant est appelée *chute de tension directe* ou chute de tension interne de la soupape.

La valeur moyenne du courant continu (du point de vue sens) passant par le circuit de charge R_d est prise pour l'intensité du *courant redressé* I_d. La valeur moyenne de la tension appliquée durant une période à la charge ou *tension redressée* est U_d.

Dans les schémas simplifiés (fig. 1.1,*a* et *b*) qui comportent une seule soupape, le courant redressé ne traverse le circuit que durant les alternances positives de la tension alternative. Dans ce cas le courant est discontinu.

On obtient une courbe ininterrompue pour le courant redressé lorsqu'on utilise dans le montage un groupe de soupapes qui à tour

de rôle laissent passer le courant pendant des fractions bien déterminées de la période de la tension alternative.

Dans certains types de soupapes électriques, la chute de tension interne Δu_a et la valeur du courant inverse i_b sont tellement petites que dans l'étude du fonctionnement des montages où ces soupapes sont utilisées on néglige souvent ces valeurs.

Les soupapes dont la chute de tension interne et le courant inverse sont considérés comme nuls sont appelées soupapes *idéales.* Toute soupape réelle n'est qu'une soupape idéale approchée.

Les courbes des tensions et des courants de la figure 1.1,*c* correspondent à une soupape idéale et celles de la figure 1.1,*d* à une soupape réelle.

Les caractéristiques principales (paramètres) des soupapes réelles sont les suivantes :

1) les intensités moyenne et maximale du courant direct que la soupape peut laisser passer durant l'alternance conductrice en fonction de l'échauffement admissible de l'appareil et de la conservation de ses propriétés de soupape ;

2) la valeur de la chute de tension interne Δu_a due au courant direct ;

3) la valeur maximale de la tension inverse $U_{b\ max}$ que la soupape peut supporter sans claquage et sans accroissement excessif du courant inverse ; cette tension détermine la tenue de l'appareil ;

4) la durée de vie de la soupape.

Une soupape électrique est d'autant plus parfaite que la valeur Δu_a est plus petite, puisque cette dernière influe sur la puissance électrique transformée en chaleur dans la soupape ainsi que sur le rendement de cette dernière.

La puissance électrique instantanée transformée en chaleur dans la soupape durant l'alternance conductrice de la période est, comme on le voit de la figure 1.1,*d*,

$$\Delta p_a = \Delta u_a i_a. \qquad (1.1)$$

Quand on peut admettre Δu_a=const, la puissance électrique perdue dans la soupape par transformation en chaleur peut être déterminée par l'égalité :

$$\Delta P_a = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \Delta p_a \, d\vartheta = \Delta u_a \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} i_a \, d\vartheta = \Delta U_a I_a, \qquad (1.2)$$

où I_a est l'intensité moyenne du courant dans la soupape.

La puissance moyenne fournie à la charge est déterminée par le produit des composantes continues du courant I_d par la tension U_d dans la résistance de charge :

$$P_d = U_d I_d. \qquad (1.3)$$

En déterminant le rendement des soupapes comme le rapport de la puissance P_d, fournie à la charge, à la somme de cette puissance et de la puissance ΔP_a perdue dans la soupape, et en tenant compte du fait que $I_a = I_d$, on peut écrire l'égalité suivante:

$$\eta = \frac{P_d}{P_d + \Delta P_a} = \frac{U_d I_a}{U_d I_a + \Delta U_a I_a} = \frac{U_d}{U_d + \Delta U_a}. \qquad (1.4)$$

Il résulte de cette égalité que pour une tension donnée U_d à la sortie du redresseur, le rendement de la soupape est d'autant plus élevé que la valeur de ΔU_a est plus petite et que le rendement d'une soupape à valeur connue de ΔU_a est d'autant plus grand que la tension redressée U_d est plus élevée.

De la valeur maximale de la tension inverse $U_{b\ max}$ supportée par la soupape dépend celle de la tension redressée qui peut être obtenue car ces deux tensions sont liées entre elles par un coefficient numérique bien déterminé pour le schéma donné (voir § 1.5).

Si la tension inverse supportée par une soupape est insuffisante pour obtenir la tension redressée requise, on monte plusieurs soupapes en série.

La durée de vie d'une soupape est un critère important d'appréciation de sa qualité. Dans certains types de soupapes électriques, en cours de service l'une des électrodes (généralement la cathode) s'use ou l'état du milieu qui remplit l'appareil varie au point de perturber le régime normal de fonctionnement de l'appareil, et la vie de ces dispositifs est relativement limitée. Elle est évaluée à quelques milliers d'heures de fonctionnement.

La vie des commutateurs mécaniques est beaucoup plus courte en raison de l'usure inévitable des contacts et de l'apparition d'étincelles difficiles à éliminer. La forte inertie des parties mobiles des commutateurs mécaniques proscrit leur emploi pour des fréquences dépassant plusieurs centaines de hertz. Pour cette raison, ils sont utilisés rarement.

A l'heure actuelle, dans les montages pour redressement et autres systèmes de conversion statique du courant on utilise des soupapes électriques, qui peuvent être appelées soupapes électroniques car le courant y est créé entièrement ou en grande partie par des électrons.

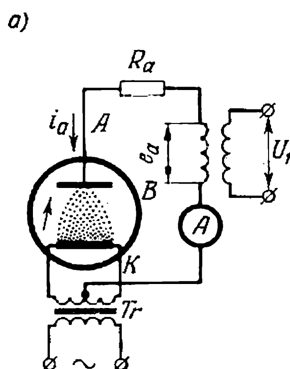
Les soupapes de ce genre les plus simples sont les diodes à vide, appareils qui comportent deux électrodes. Dans les redresseurs de faible puissance, examinés dans le présent chapitre, sont utilisés les trois types de soupapes électriques (diodes) : à vide poussé (électroniques dans le sens étroit de ce mot), ioniques et à semi-conducteurs.

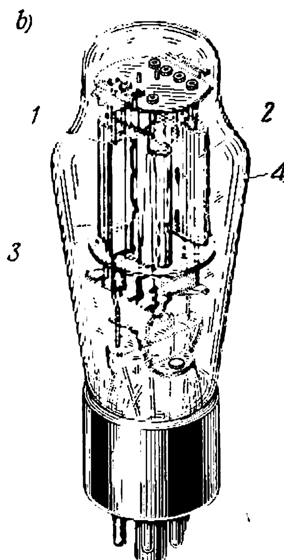
Les propriétés physiques et les caractéristiques de ces soupapes sont examinées aux §§ 1.2 à 1.4. Les diodes ioniques et à semi-conducteurs sont utilisées aussi comme stabilisateurs de tension. Leur constitution ainsi que leurs caractéristiques sont décrites au § 1.8.

§ 1.2. Soupapes électroniques (diodes à vide)

Une diode à vide utilisée comme soupape est un ballon étanche en verre ou en métal *B* (fig. 1.2,*a*) dans lequel sont placées deux électrodes principales: anode *A* et cathode *K*. A l'intérieur de l'appareil est créé un vide poussé (la pression du gaz résiduel ne dépasse pas généralement 10^{-6} à 10^{-5} mN/cm²) *). La cathode de la diode

Fig. 1.2. Schéma de montage d'une soupape électronique (*a*) et aspect extérieur d'un kénotron biplaque (*b*): *1*, *2*—anodes; *3*—cathode; *4*—ballon de verre





est chauffée par le courant fourni par une source auxiliaire (batterie d'accumulateurs) ou par le réseau à courant alternatif par l'intermédiaire d'un transformateur *Tr*. Sous l'action de la température élevée, la cathode émet des électrons. L'anode reçoit les électrons qui se déplacent vers elle, en traversant le vide, sous l'action du champ électrique.

Un tel champ apparaît entre l'anode et la cathode lorsqu'on porte l'anode à un potentiel positif par rapport à la cathode. Avec le vide poussé créé dans les appareils électroniques, la densité du gaz raréfié resté dans le ballon est tellement faible que les électrons passent de la cathode vers l'anode presque sans entrer en collision avec les molécules du gaz résiduel.

*) Le newton par mètre carré (N/m²) est l'unité de pression dans le système international d'unités (SI). Le millimètre de colonne de mercure (torr) que l'on utilisait souvent comme unité de pression des gaz est égal à 133,3 N/m² ou 13,3 mN/cm² (millinewton par cm²); 1 mN/cm² = 0,075 mm de colonne de mercure ou 75 μN.

Avec une polarité opposée, lorsque l'anode est négative par rapport à la cathode, le champ électrique de l'anode freine les électrons et pour cette raison après leur sortie de la cathode ils reviennent à celle-ci. Lorsque le dispositif se trouve dans un tel état le courant n'y circule pas. L'effet de soupape d'une diode à vide est déterminé par sa propriété de laisser passer le courant uniquement dans un sens.

Si l'on branche une soupape dans un circuit à tension alternative, le courant passe par la soupape seulement durant l'alternance positive. Durant l'alternance négative il est pratiquement absent dans le circuit.

Les soupapes électroniques utilisées pour le redressement du courant sont généralement appelées *kénotrons*. Elles comportent une ou deux anodes (celle de la figure 1.2,*b* est à deux anodes).

L'intensité du courant passant par la soupape durant l'alternance conductrice de la période dépend du nombre d'électrons que le champ positif de l'anode attire en une seconde du nombre total d'électrons émis par la cathode chaude dans le même temps.

L'intensité du champ d'anode dépend de la tension appliquée entre l'anode et la cathode et de la distance qui sépare ces dernières.

Le nombre d'électrons émis par seconde par la cathode et qui détermine le courant d'émission I_e dépend des propriétés physiques du matériau dont est constituée la cathode, de sa température T et de sa surface émissive S_k. Le courant d'émission peut être calculé d'après la formule de Richardson — Duchman:

$$I_e = S_k A T^2 e^{-\frac{11600\varphi}{T}}, \tag{1.5}$$

où I_e est le courant d'émission, en ampères;

A une constante physique dont la valeur numérique dépend du matériau constituant la cathode;

T la température de la cathode, en °K;

φ le travail de sortie (en eV) qui détermine l'énergie complémentaire qu'il faut communiquer aux électrons pour assurer leur sortie de la cathode.

Les forces électriques de liaison qui existent entre les charges superficielles et le réseau cristallin de la cathode s'opposent à la sortie des électrons de la cathode.

Le plus souvent, on utilise dans les diodes à vide (kénotrons) des cathodes à oxydes. De telles cathodes présentent une fine couche de mélange d'oxydes de métal alcalino-terreux (barium, strontium et calcium) recouvrant du nickel. La valeur de la constante A de telles cathodes est de l'ordre de $(2{,}0$ à $3{,}0)\cdot 10^{-3}$ A/cm$^2\cdot$degré^2 et $\varphi = 0{,}81$ à $1{,}4$ eV.

Certains types de kénotrons sont équipés de cathodes en tungstène pur pour lesquelles la valeur de A est comprise entre 60 et 212 A/cm$^2\cdot$degré^2 et $\varphi = 4{,}52$ eV.

Quand l'énergie se rapporte à la charge de l'électron on utilise comme unité de mesure le volt. Aussi le travail de sortie φ est-il souvent exprimé directement en volts.

Les valeurs plus faibles de φ des cathodes à oxydes, comparativement aux cathodes en tungstène, leur assurent un pouvoir émissif plus élevé malgré des valeurs plus faibles de la constante A. Pour cette raison on peut obtenir l'intensité requise du courant d'émission à des températures plus basses (1000 à 1100 °K) avec des cathodes à oxydes qu'avec des cathodes en tungstène, lesquelles doivent être chauffées à une température de 2300 à 2500 °K.

Des températures plus faibles d'échauffement de la cathode rendent cette dernière plus économique (l'économie est calculée d'après la puissance dépensée pour un chauffage de la cathode permettant d'obtenir un courant d'émission de 1 A) parce que la quantité de chaleur dissipée inutilement est plus petite.

Les cathodes sont fabriquées soit sous forme de filaments de configuration déterminée (fig. 1.3,*a*) chauffés directement par le courant (cathodes à chauffage direct), soit sous forme d'un tube mince en nickel recouvert d'une couche d'oxydes (fig. 1.3,*b*) à l'intérieur duquel se trouve l'élément chauffant isolé (cathodes à chauffage indirect).

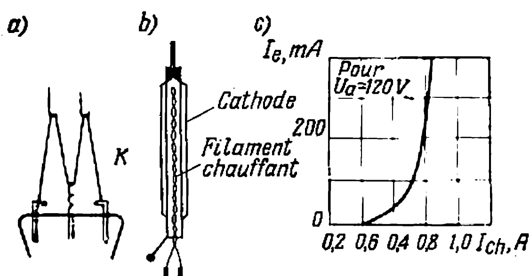


Fig. 1.3. Cathodes à chauffage direct (*a*) et à chauffage indirect (*b*) ; caractéristique d'émission d'une cathode (*c*)

L'intensité du courant d'émission I_e en fonction de la température de la cathode est caractérisée par une courbe montant de façon rapide (fig. 1.3,*c*) appelée caractéristique d'émission. En abscisses sont portées les valeurs du courant de chauffage (et parfois celles de la tension de chauffage) liées à la température de la cathode T_k. La substitution de la tension ou du courant de chauffage à la température T_k facilite le contrôle du régime d'émission de la cathode durant l'exploitation des tubes.

Les électrons quittant la cathode remplissent l'espace entre les électrodes et y créent une charge d'espace négative. Sous l'action du champ de cette charge les électrons émis par la cathode, après la création de cette charge, sont freinés et reviennent vers la cathode. En ce régime, tant que l'anode n'est pas portée à un potentiel positif par rapport à la cathode, le nombre d'électrons émis par la cathode par seconde et le nombre d'électrons qui y reviennent sont identiques. A chaque valeur du courant d'émission (de la tempé-

rature de la cathode) correspond une répartition bien déterminée de la charge d'espace dont la concentration diminue progressivement vers l'anode.

Lorsqu'on applique à l'anode un potentiel positif (par rapport à la cathode) entre les électrodes apparaît un champ positif d'anode qui est superposé au champ négatif créé par la charge d'espace des électrons.

La variation du potentiel dans l'intervalle de décharge, qui caractérise la répartition du champ résultant entre les électrodes, dépend de la valeur absolue du potentiel d'anode U_a. Sur la figure 1.4,*a* est représentée une famille de courbes relevées pour différentes valeurs de U_a. Tant que le potentiel U_a est relativement petit,

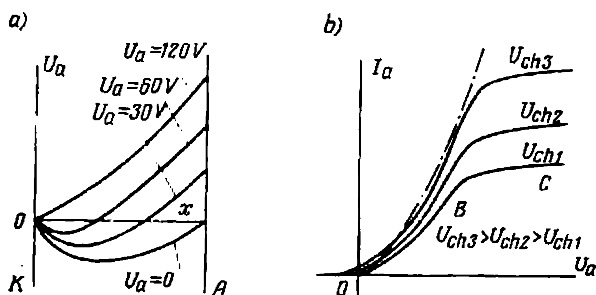


Fig. 1.4. Courbes de répartition du potentiel dans l'espace entre les électrodes pour différentes tensions d'anode (*a*) et caractéristiques courant-tension d'un kénotron pour différentes valeurs de la tension de chauffage (*b*)

les courbes comportent des portions négatives à minimum de potentiel. Ces portions caractérisent l'accroissement, au voisinage de la cathode, du champ négatif créé par la charge d'espace (par le nuage électronique).

De la surface de la cathode au point de minimum de potentiel les électrons émis par la cathode se déplacent dans un champ retardateur. Les électrons les plus rapides surmontent l'action de ce champ retardateur et, après avoir passé le minimum de potentiel, arrivent dans le champ accélérateur pour atteindre l'anode. Les électrons de moindre énergie reviennent vers la cathode sans avoir atteint le minimum de potentiel.

A chaque valeur de U_a correspond alors une répartition bien déterminée du flux d'électrons qui pour une partie participe au courant d'anode et pour l'autre revient vers la cathode.

Ce n'est que pour une valeur suffisamment grande de U_a que la portion négative de la courbe de potentiel avec son minimum disparaît complètement. En ce régime, tous les électrons émis par la

cathode sont attirés par l'anode. Cela correspond au *régime* dit *de saturation* où $I_a = I_e$. Dans les appareils à cathode en tungstène, le régime de saturation est plus accusé tandis que dans les appareils à cathode à oxydes le courant d'émission croît également un peu en régime de saturation. Cela est dû à l'extraction complémentaire d'électrons de la cathode sous l'effet de l'intensité positive du champ près de la cathode.

Dans la courbe de répartition des potentiels dans l'intervalle de décharge apparaît une portion négative à minimum de potentiel si le potentiel d'anode U_a reste invariable et le courant d'émission de la cathode croît. Plus ce courant est grand (plus la tension de chauffage est grande), plus le minimum de potentiel se trouve bas.

La liaison quantitative entre le courant anodique et la tension anodique en cas d'existence de charge d'espace (tant que tous les électrons quittant la cathode n'arrivent pas à l'anode) peut être trouvée en résolvant l'équation de Poisson qui lie le potentiel d'espace à la densité ρ de la charge d'espace. La substitution à la densité de charge de la densité de courant j_a, tenant compte des conditions aux limites, conduit, pour une diode à électrodes planes, à l'égalité obtenue par Langmuir et Child:

$$j_a = 2{,}33 \cdot 10^{-6} \frac{U_a^{3/2}}{l^2} \text{ [A/cm}^2\text{]}, \qquad (1.6)$$

où l est la distance, en centimètres, entre la cathode et l'anode;
U_a la tension anodique, en volts.

Pour une surface efficace S_a de l'anode, exprimée en cm², le courant d'anode a pour expression:

$$I_a = 2{,}33 \cdot 10^{-6} \frac{S_a}{l^2} U_a^{3/2} = gU_a^{3/2} \text{ [A]}, \qquad (1.7)$$

où g est un coefficient qui englobe toutes les valeurs constantes dans l'équation concernant le tube donné.

Avec des électrodes cylindriques, le courant d'anode est égal à:

$$I_a \approx 2{,}33 \cdot 10^{-6} \frac{S_a}{(r_a - r_k)^2} U_a^{3/2} = gU_a^{3/2} \text{ [A]}, \qquad (1.8)$$

où r_a est le rayon de l'anode, en cm;
r_k le rayon de la cathode, en cm.

En réalité, la formule (1.8) répète la formule (1.7) puisque la différence entre les rayons de l'anode et de la cathode détermine la distance l entre les électrodes.

En comparant les expressions (1.7) et (1.8) avec la loi d'Ohm pour les conducteurs métalliques linéaires on voit que:

1) le courant d'anode dans la soupape est proportionnel non pas à la première puissance de la tension (selon la loi d'Ohm) mais à

la puissance 3/2 ; ces équations sont donc appelées loi de la puissance 3/2 ;

2) pour une tension donnée U_a le courant est inversement proportionnel au carré de la distance entre les électrodes et non pas à sa première puissance ;

3) le coefficient numérique de proportionnalité ($2{,}33 \cdot 10^{-6}$) que l'on peut, dans une certaine mesure, comparer à la conductibilité électrique spécifique, est beaucoup plus petit que celui des conducteurs métalliques.

Vu les différences indiquées, la tension qu'il faut appliquer à un appareil électronique (à vide) est de beaucoup supérieure à la tension qu'il faut appliquer pour faire passer un même courant par un conducteur métallique de mêmes dimensions. Tout cela s'explique par l'influence du champ négatif de la charge d'espace qui est absent dans les métaux parce que la charge d'espace des électrons est compensée par la charge d'ions positifs du réseau cristallin.

Les équations (1.7) et (1.8) permettent de tracer les caractéristiques courant-tension d'une diode à vide, traduisant la variation du courant dans l'appareil en fonction de la tension appliquée aux électrodes. L'une de ces caractéristiques calculée d'après l'équation (1.8) pour une diode à électrodes cylindriques a été tracée en pointillé sur la figure 1.4,*b*. Sur la même figure sont portées trois caractéristiques expérimentales de la même diode relevées pour trois valeurs différentes de la tension de chauffage.

Les caractéristiques expérimentales diffèrent des caractéristiques théoriques en ce qui suit :

1) elles commencent non pas à partir de la tension zéro mais à partir d'une certaine valeur négative ; cela s'explique par l'existence d'une vitesse initiale des électrons qui quittent la cathode et grâce à laquelle les électrons les plus rapides, surmontant le champ retardateur entre les électrodes, atteignent l'anode et engendrent un faible courant anodique ;

2) dans la portion de montée rapide, les caractéristiques expérimentales sont situées d'autant plus bas que la tension de chauffage de la cathode est plus faible ; cela s'explique par un minimum de potentiel moins bas pour des courants d'émission plus faibles, ce qui diminue la différence de potentiel résultante entre le minimum de potentiel et l'anode (fig. 1.4,*a*) ;

3) pour une certaine valeur limite de la tension d'anode, les caractéristiques expérimentales diffèrent des caractéristiques théoriques par la portion de saturation où les équations (1.6) et (1.8) ne sont plus valables.

Les caractéristiques courant-tension de la figure 1.4,*b* sont conventionnellement appelées statiques pour souligner le fait qu'elles lient le courant dans l'appareil à la tension qui lui est directement appliquée (ce qui n'a lieu qu'en régime d'essais). En régime de

charge (régime dynamique), lorsque le circuit alimenté par une source de tension continue E_a ou une source de tension sinusoïdale d'amplitude $E_{a\ max}$ comprend aussi une résistance de charge anodique R_a, la tension aux bornes de l'appareil est fonction du courant passant par cette résistance. Dans ce cas, on peut déterminer le

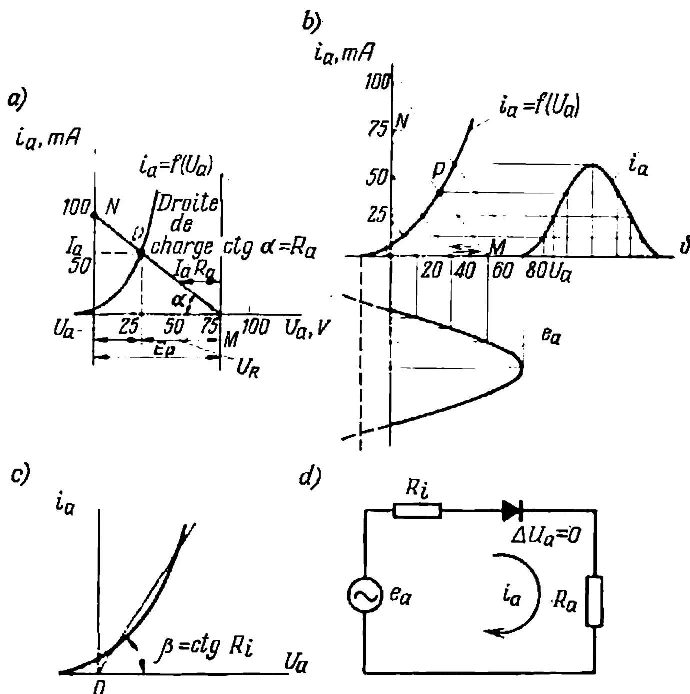


Fig. 1.5. Diagrammes de charge en cas d'alimentation de l'anode sous tension continue (*a*), sous tension alternative et courbe du courant anodique (*b*), approximation de la caractéristique courant-tension (*c*) et schéma équivalent d'un circuit comportant une diode (*d*)

courant en résolvant ensemble l'équation donnant les caractéristiques courant-tension de la diode et l'équation liant la tension aux bornes de la résistance de charge au courant traversant cette résistance.

En raison de la non-linéarité des caractéristiques courant-tension de l'appareil (qui obéissent à la loi de la puissance 3/2), il est plus facile de trouver graphiquement le courant en régime dynamique en se servant du diagramme de charge (fig. 1.5,*a*) qui représente la superposition aux caractéristiques courant-tension $i_a = f(U_a)$ de la ligne de charge *MN* qui détermine la variation de la tension U_R

aux bornes de la résistance de charge en fonction du courant traversant cette dernière. Pour une valeur constante de la résistance R_a la ligne de charge est une droite de pente α tracée depuis le point M correspondant à la tension d'alimentation E_a. La cotangente de l'angle α est proportionnelle à la résistance de charge R_a:

$$\operatorname{cotg}\alpha = \frac{a}{b} R_a,$$

où a et b sont les coefficients d'échelle du courant et de la tension.

Pour une pente α la chute de tension dans la résistance $U_R = I_a R_a$ est déterminée pour une valeur quelconque I_a par un tronçon horizontal entre la droite de charge MN et la verticale passant par le point M. Cela résulte du rapport des côtés d'un triangle rectangle:

$$U_R = \frac{b}{a} I_a \operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) = \frac{b}{a} I_a \operatorname{cotg}\alpha = I_a R_a.$$

Le courant dans le circuit est déterminé par l'ordonnée du point d'intersection de la droite de charge avec la caractéristique courant-tension de l'appareil.

La non-linéarité des caractéristiques courant-tension signifie que la résistance interne R_i de l'appareil ne reste pas constante. Aussi, pour de faibles variations, utilise-t-on sa valeur différentielle:

$$r_i = \frac{du_a}{di_a}.$$

Lors de grandes variations du courant, pour simplifier les calculs, on utilise la valeur moyenne de la résistance obtenue du rapport des accroissements finis de la tension et du courant:

$$R_i = \frac{\Delta U_a}{\Delta I_a} \cong \frac{2}{3} \cdot \frac{U_a}{I_a}$$

En cas d'alimentation depuis une source de tension sinusoïdale (voir fig. 1.5,*c*) le point M se déplace avec variation de e_a suivant l'axe des abscisses et, avec lui, se déplace parallèlement à elle-même la droite de charge MN. Les ordonnées du point d'intersection mobile P déterminent les valeurs instantanées du courant anodique i_a.

Après avoir déterminé ces valeurs en fonction des valeurs instantanées de la tension d'alimentation e_a, on peut tracer la courbe du courant anodique (fig. 1.5,*b*) qui, vu la non-linéarité des caractéristiques courant-tension de la diode, diffère d'une sinusoïde.

Lorsqu'on veut se contenter d'une valeur approchée du courant anodique i_a, on peut la trouver analytiquement à l'aide de la valeur moyenne de la résistance interne R_i qui correspond au tronçon linéaire de la caractéristique approchée de la diode (fig. 1.5,*c*).

Les valeurs de la résistance R_i, qui représente l'un des principaux paramètres de la diode, sont indiquées dans les catalogues et les

aide-mémoire et l'on s'en sert lors des calculs analytiques. Cette résistance fait partie du schéma équivalent de la soupape (fig. 1.5,*d*).

Pour l'analyse des régimes de fonctionnement des systèmes et dispositifs électroniques on utilise des schémas équivalents qui reflètent les propriétés électriques des appareils réels. Le schéma de la figure 1.5,*d* est construit pour le sens conducteur de la soupape. Il comprend une soupape idéale ($\Delta U_a = 0$) qui rappelle la conductibilité unilatérale du circuit à résistance interne R_i et une résistance de charge R_a. Ce schéma permet de déterminer la valeur instantanée du courant dans le circuit non seulement lorsque le circuit comprend une résistance ohmique mais aussi lorsqu'il comprend une impédance quelconque.

Durant l'alternance non conductrice, la soupape qui représente pratiquement un endroit de coupure du circuit supporte la valeur totale de la tension inverse, laquelle, dans ce schéma, est égale à la tension de la source d'alimentation. La soupape doit supporter une telle tension sans claquage et sans accroissement notable du courant inverse.

Le claquage d'une soupape se caractérise par un accroissement rapide du courant inverse par suite du développement d'une décharge autonome, ce qui est une perturbation des propriétés de soupape de l'appareil. Dans le § 1.3 nous examinerons plus en détail le processus de développement d'une telle décharge. Nous allons nous limiter maintenant à la présentation succincte des lois quantitatives du claquage dans la mesure où cela concerne les soupapes électroniques.

Même dans les appareils électroniques à vide poussé après l'évacuation de l'air et des autres gaz de leur espace intérieur et des électrodes il reste une quantité notable de molécules et d'atomes qui peuvent être ionisés par les électrons rapides (phénomène d'arrachement des électrons de valence des atomes). Les électrons, accélérés dans le champ d'anode, acquièrent une énergie suffisante pour provoquer cette ionisation. Les électrons secondaires, qui apparaissent à la suite de l'ionisation, ionisent à leur tour les atomes ou les molécules de gaz après avoir atteint une énergie nécessaire. Un tel phénomène d'ionisation, qui augmente de façon progressive, conduit à l'accroissement en avalanche du flux total d'électrons qui créent le courant inverse. Ce courant inverse qui augmente de façon intense provoque le claquage de l'intervalle entre les électrodes.

Plus la densité résiduelle du gaz dans les appareils électroniques à vide est élevée, plus la tension pour laquelle a lieu l'amorçage de la multiplication en avalanche des ions qui provoque le claquage de l'intervalle entre les électrodes est faible.

Ce phénomène est caractérisé quantitativement par une courbe indiquée sur la figure 1.6 appellée *courbe de potentiel disruptif* (potentiel de percement) ou *courbe de Paschen.* Pour généraliser les lois qui conduisent au claquage on a porté en abscisses les valeurs du

produit de la pression p du gaz dans l'appareil par la distance d entre les électrodes. Cela est dû au fait que le nombre de chocs des électrons avec les atomes du gaz, nombre qui caractérise le phénomène de multiplication des ions, est le même, fût-ce la densité du gaz qui augmente ou la distance entre les électrodes de l'appareil qui croît d'un même nombre de fois, la densité du gaz restant invariable. Cette loi est une expression particulière du principe de similitude largement utilisé dans les recherches scientifiques.

La courbe de potentiel disruptif (courbe de Paschen) comporte deux branches: une branche gauche pour laquelle l'accroissement du produit pd provoque la diminution du potentiel disruptif (de percement) U_{per} et une branche droite pour laquelle l'accroissement du produit pd provoque l'accroissement du potentiel disruptif U_{per}.

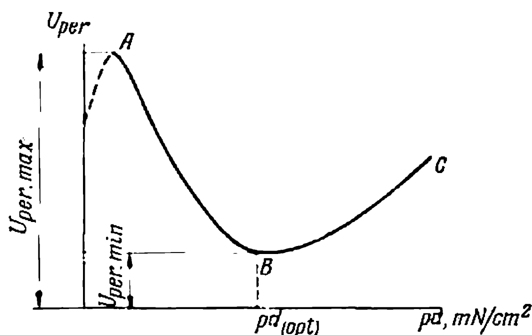


Fig. 1.6. Courbe de tensions disruptives (courbe de Paschen)

La branche gauche concerne les appareils électroniques (à vide) et ioniques (à gaz) à faible pression du gaz. La branche droite est caractéristique pour les appareils ioniques à pression moyenne et à haute pression du gaz.

Pour obtenir dans les appareils électroniques un potentiel disruprif suffisamment élevé il faut parfaire le processus de pompage, c'est-à-dire diminuer la densité (la pression) des gaz résiduels jusqu'à la valeur minimale réalisable et avoir une distance d entre les électrodes minimale.

La distance minimale admissible d entre les électrodes est limitée par l'accroissement d'intensité du champ près de la surface des électrodes jusqu'aux valeurs pour lesquelles, sous l'action d'un puissant champ, les électrons sortent directement de la surface de l'anode (émission électrostatique). Le claquage électrostatique correspond à la portion en pointillé de la courbe représentée à la figure 1.6.

D'après la valeur du potentiel disruptif on adopte (avec un coefficient de sécurité requis) la valeur maximale de la tension inverse $U_{b\ max}$ supportée par la soupape, qui est aussi l'un des paramètres principaux de la soupape.

Les paramètres de la soupape (de la diode) qui caractérisent sa capacité de charge en courant sont:

1) l'intensité maximale admissible $I_{a\ max}$; elle est limitée par le pouvoir émissif de la cathode;

2) la valeur moyenne du courant anodique I_a, limitée par l'échauffement de l'appareil.

Avec la chute de tension moyenne ΔU_a dans l'appareil, le courant moyen I_a détermine la puissance transformée en chaleur à l'intérieur de l'appareil. Dans les appareils électroniques l'anode reçoit la plus grande partie de cette puissance. Elle doit dissiper la chaleur à une température d'échauffement admissible.

Les kénotrons utilisés dans les montages pour redressement du courant sont fabriqués à une ou à deux anodes (pour les kénotrons à deux anodes voir la figure 1.2,*b*).

On trouve dans les catalogues l'énumération des kénotrons de commerce et leurs caractéristiques.

§ 1.3. Soupapes ioniques (diodes à gaz)

La capacité de charge en courant d'une diode à vide peut être augmentée considérablement et la chute de tension interne fortement réduite lorsqu'on compense la charge d'espace négative dans l'intervalle entre les électrodes par une charge d'espace positive. On y arrive en introduisant dans l'appareil une certaine quantité de gaz inerte et en ionisant les atomes du gaz par les électrons accélérés sous l'effet du champ positif de l'anode (fig. 1.7,*b*).

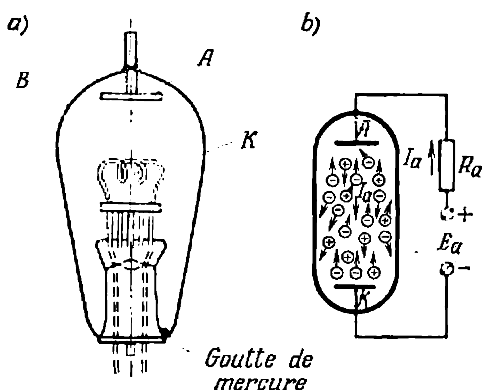


Fig. 1.7. Diode à gaz de faible puissance (*a*) et son montage dans un circuit à tension continue (*b*)

Une telle méthode de compensation de la charge d'espace négative des électrons par des ions positifs est employée dans les appareils appelés ioniques (ou à décharge dans le gaz). Dans le milieu gazeux des appareils ioniques se forme le canal de conductibilité du courant.

La coupe schématique de la figure 1.7,*a* présente l'organisation d'un appareil ionique à deux électrodes à cathode chaude solide, appelé parfois phanotron. La cathode *K* et l'anode *A* se trouvent dans un ballon de verre étanche rempli (après élimination de l'air et des gaz moléculaires de son espace intérieur, des parois et des électrodes) d'un gaz inerte (hélium, néon, argon, crypton, xénon) à basse pression (de l'ordre de quelques mN/cm²) ou de la vapeur de mercure. Certains types d'appareils sont remplis d'hydrogène.

Lorsqu'on communique à l'anode un potentiel positif par rapport à la cathode, les électrons émis par cette dernière sont accélérés et, après avoir acquis une énergie suffisante, ionisent les atomes du gaz. Comme nous avons déjà dit, le phénomène d'ionisation consiste en la libération d'un ou de plusieurs électrons de leur liaison avec l'atome. Un atome ayant perdu des électrons est un ion positif.

Pour pouvoir ioniser le milieu gazeux l'électron doit posséder une certaine énergie minimale appelée potentiel d'ionisation U_i. La valeur numérique de U_i qui dépend du genre de gaz est comprise entre 10 et 25 eV.

Lorsque l'énergie de l'électron agissant sur un atome de gaz n'est pas suffisante pour l'ioniser, une collision élastique a lieu (qui est analogue, par les résultats, aux chocs des sphères élastiques) ou le passage d'un ou de plusieurs électrons de valence à des niveaux énergétiques instables, ce qui correspond à l'excitation de l'atome.

L'atome reste excité pendant un temps très court (de l'ordre de 10^{-12} à 10^{-13} s). Font exception certains niveaux d'excitation intermédiaires (appelés métastables) qui sont plus stables. Lorsque l'atome excité revient à son état fondamental, il rend l'énergie reçue de l'électron sous forme d'un quantum lumineux dont la valeur caractérise la chromaticité de rayonnement.

Les phénomènes d'excitation et d'ionisation se poursuivent dans l'espace entre les électrodes jusqu'à l'obtention de la neutralité de charge dans cet espace, caractérisée par une concentration égale d'électrons et d'ions positifs dans un élément quelconque de volume.

La neutralité de charge lors d'une décharge non autonome est assurée par ce que lorsqu'elle n'est pas atteinte, la charge d'espace non compensée crée un champ électrique interne qui, en fonction du signe de la charge excédentaire, accélère ou ralentit les électrons. Cela renforce ou affaiblit l'intensité de l'ionisation jusqu'au rétablissement de l'égalité (dynamique) des concentrations de charges de deux signes.

Avec la neutralité de charge, l'intensité du champ dans l'espace entre les électrodes est minimale.

Dans la décharge non autonome lorsque le champ est faible, les électrons accélérés dans ce dernier perdent rapidement une partie notable de leur composante de mouvement dirigé par suite des chocs continus entre électrons et entre électrons et atomes de gaz. La nature du mouvement des charges peut être caractérisée dans la décharge non autonome comme étant à diffusion et dirigée vu qu'on peut y distinguer une composante chaotique et une composante dirigée. Grâce à la composante dirigée du mouvement une forte partie d'électrons quittant la cathode atteint l'anode et une certaine partie d'ions créés dans le plasma pendant la décharge atteint la cathode. Grâce à la composante chaotique du mouvement une certaine partie d'électrons et d'ions partent (en quantités égales) vers les parois de l'appa-

reil où ils se recombinent pour former des atomes neutres ou des molécules de gaz.

Dans la décharge non autonome a lieu une ionisation régulière qui restitue les ions partant vers les parois et partiellement vers la cathode. Avec les ions en nombre égal partent vers les parois des appareils des électrons mais leur départ est compensé de façon continue par de nouveaux électrons venant de la cathode, tandis que des ions sont créés dans l'espace entre les électrodes. Ils prennent naissance grâce à l'ionisation des atomes de gaz par les électrons accélérés dans le champ d'intensité relativement faible qui existe dans l'espace anode-cathode.

Les charges des deux signes qui se trouvent en grande concentration dans l'intervalle de décharge (de l'ordre de 10^{10} à 10^{12} charges/cm^3) forment le plasma électronique-ionique. Le plasma remplit presque tout l'intervalle entre les électrodes sauf les domaines situés près de la cathode et de l'anode que nous examinerons plus loin.

Le passage d'un courant électrique avec formation du plasma dans le milieu gazeux de l'intervalle entre les électrodes est appelé *décharge autonome*. Lorsque la densité de courant à la cathode et dans l'intervalle entre les électrodes est assez grande on a une *décharge d'arc*.

Dans les appareils à cathode chaude où le régime d'arc est maintenu par les électrons émis par la cathode grâce à l'énergie d'une source extérieure, la décharge d'arc est *semi-autonome*, car lorsque l'échauffement de la cathode cesse, la décharge cesse aussi ou prend une autre forme.

En examinant les phénomènes physiques dans une décharge d'arc on peut distinguer trois zones caractéristiques: la zone cathodique d_k, la colonne de décharge l et la zone anodique d_A (fig. 1.8,*a*). Pour ces zones la répartition de tension représentée par la courbe de la figure 1.8,*b* est caractéristique.

L'accroissement du potentiel ΔU_k (appelé chute de tension cathodique) s'établit dans la zone cathodique d_k durant l'amorçage de la décharge. Les électrons quittant la cathode sont accélérés dans cette zone par le champ électrique et acquièrent une énergie suffisante pour ioniser les atomes de gaz. Grâce à cette ionisation, il se forme, au voisinage de la cathode, un nuage ionique. Sa charge spatiale positive maintient le champ électrique correspondant à la chute de tension cathodique à peu près constante ΔU_k. La valeur numérique de ΔU_k est proche du potentiel d'ionisation U_i du gaz (de l'ordre de 10 à 15 V).

Ayant traversé la zone d'accroissement du potentiel de cathode les électrons, ayant perdu une partie notable de leur énergie lors de l'ionisation, entrent dans la colonne de décharge comme électrons relativement lents. Dans le plasma (colonne de décharge), comme nous l'avons déjà dit, ces électrons reçoivent du champ longitudinal

de la colonne l'énergie complémentaire nécessaire pour une ionisation stationnaire. A la faible intensité du champ dans la colonne de décharge (quelques dixièmes de volt par centimètre) correspond une faible pente de la portion linéaire de la courbe de répartition du potentiel (fig. 1.8,*b*).

La concentration presque identique des ions et des électrons dans la colonne de décharge (dans le plasma) ne signifie tout de même pas que les composantes électronique et ionique du courant anodique sont égales. La part de la composante ionique du courant dans le plasma est très faible parce que le déplacement des ions est lent.

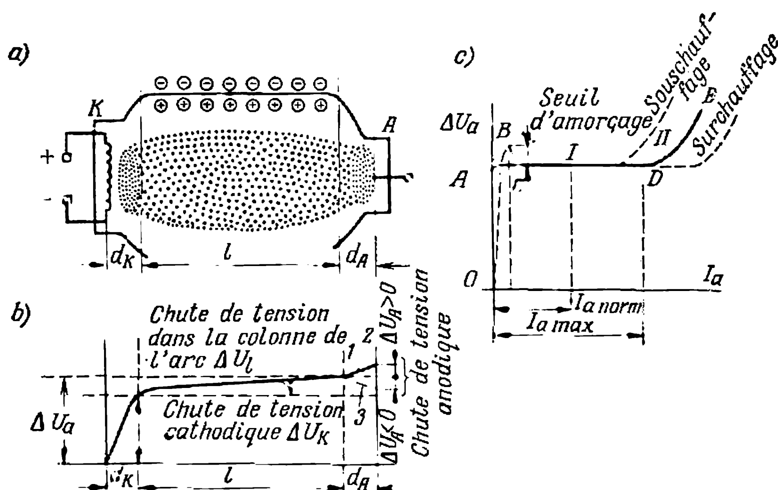


Fig. 1.8. Phénomènes ayant lieu dans une diode à gaz (*a*), répartition du potentiel dans l'espace entre les électrodes (*b*) et caractéristique courant-tension (*c*)

Généralement, elle ne dépasse pas quelques dixièmes de pour cent. Cela veut dire que dans les appareils ioniques également le courant est transporté presque entièrement par des électrons.

Grâce à la faible intensité du champ la chute de tension totale dans la colonne de décharge ne dépasse généralement pas quelques dizaines de volts même lorsque la distance l entre les électrodes est suffisamment grande.

En avant de l'anode il se forme une zone anodique de décharge. Son apparition est liée à l'adaptation du flux d'électrons sortant de la colonne de décharge (du plasma) pendant le mouvement à diffusion et dirigé (afflux naturel d'électrons) au flux électronique qui est reçu par l'anode et maintient le courant dans le circuit anodique. Si l'afflux naturel d'électrons vers l'anode (accompagnés d'un certain nombre d'ions) est égal à peu près au flux d'électrons devant être

reçus par l'anode, la chute de tension anodique $\Delta U_A = 0$ (portion *1*). Si l'afflux naturel d'électrons est insuffisant pour maintenir le courant anodique, la chute de tension anodique ΔU_A devient positive (portion *2*). Sous ce régime, le champ positif d'anode contribue à accroître le flux d'électrons venant du plasma par rapport à leur afflux naturel. Lorsque l'afflux naturel d'électrons depuis le plasma dépasse le nombre requis pour entretenir le courant anodique, la chute de tension anodique ΔU_A est négative (portion *3*). Le champ négatif qui prend alors naissance freine le mouvement des électrons vers l'anode et, pour cette raison, tous les électrons quittant le plasma (colonne de décharge) n'arrivent pas à l'anode.

Dans les diodes à gaz de commerce la géométrie de la surface réceptrice de l'anode (qui influe sur le nombre d'ions en diffusion avec les électrons) est choisie de façon à obtenir autant que possible $\Delta U_A \leqslant 0$.

En faisant la somme des chutes de tension dans les trois zones de la courbe de décharge on obtient la chute de tension totale dans la diode à gaz:

$$\Delta U_a = \Delta U_k + E_l l \pm \Delta U_A, \tag{1.9}$$

où E_l est l'intensité de champ et peut être considérée constante dans une colonne de décharge homogène.

La chute de tension totale dans la colonne de décharge est aussi appelée *tension d'entretien de la décharge*. Dans une diode à gaz elle ne diffère généralement que très peu de la chute de tension cathodique ΔU_k vu qu'une faible chute de tension positive dans la colonne de décharge est compensée dans la majorité des cas par une chute de tension anodique négative.

La chute de tension cathodique ΔU_k dans les tubes à gaz à cathode chaude, et en particulier dans les diodes à gaz, dépend peu du courant anodique tant que le pouvoir émissif normal de la cathode (qui résulte de l'émission thermique) n'est pas dépassé, c'est-à-dire tant que $I_a \leqslant I_e$ et, pour cette raison, la chute de tension totale dans une diode à gaz à chauffage normal de la cathode dépend peu du courant.

La portion presque horizontale de la caractéristique courant-tension de l'appareil indiquée sur la figure 1.8,*c* correspond à un tel régime.

La limite gauche de cette portion est déterminée par la valeur minimale du courant pour laquelle la décharge devient non autonome. Le courant qui lui correspond est si faible que lorsqu'on trace la caractéristique courant-tension à l'échelle adoptée la portion initiale coïncide presque toujours avec l'axe des ordonnées. La limite droite de la portion horizontale est déterminée, comme nous l'avons déjà indiqué, par le pouvoir émissif de la cathode.

Si l'émission assurée par la cathode n'est pas suffisante pour produire le courant anodique requis dans le circuit extérieur, la chute

de tension cathodique augmente automatiquement par augmentation de la concentration d'ions près de la cathode. Le champ positif près de la surface de la cathode est ainsi renforcé, la sortie des électrons facilitée et la densité du courant d'émission augmentée. Mais une telle réaction influe de façon néfaste sur le fonctionnement de la cathode car les ions y arrivent avec une énergie accrue et provoquent une atomisation notable de la couche d'oxyde de la cathode.

Une longue vie de l'appareil est donc liée à la prévention des surcharges de courant inadmissibles et d'un chauffage insuffisant de la cathode. Lorsque la cathode n'est pas chauffée suffisamment, la montée de la portion droite *II* de la caractéristique courant-tension de l'appareil et l'accroissement de ΔU_a commencent dans les limites des charges de courant normales de la diode à gaz.

Les principaux paramètres qui caractérisent le régime de fonctionnement d'une diode à gaz durant l'alternance conductrice sont :

1) l'intensité $I_{a\,max}$ maximale admissible limitée par le pouvoir émissif normal de la cathode ;

2) la valeur moyenne du courant I_a qui détermine les pertes de puissance dans l'appareil et son échauffement ;

3) la valeur moyenne ΔU_a de la tension d'entretien de la décharge. Dans les diodes à gaz de commerce cette tension ne dépasse généralement pas 10 à 15 volts pour des valeurs normales du courant anodique.

L'existence d'ions positifs, en plus d'électrons, influe de façon notable sur les propriétés électriques de l'appareil durant l'alternance non conductrice de la période. Cette influence se manifeste par la diminution du potentiel disruptif par rapport à sa valeur dans les appareils électroniques (à vide).

Cela est dû au fait que les charges qui constituaient le plasma de l'espace entre les électrodes durant l'alternance conductrice disparaissent non pas immédiatement après l'extinction de l'arc mais après un certain temps t_d appelé *temps* ou *période de déionisation.*

La disparition des charges (fig. 1.9,*a*) tant que le potentiel négatif d'anode $-U_a$ est relativement petit a lieu surtout par recombinaison des électrons avec les ions sur les parois de l'appareil (recombinaison de surface) et dans une très faible proportion dans l'espace entre les électrodes (recombinaison spatiale).

Pour d'importantes densités de gaz, correspondant à une pression de l'ordre de 10^3 N/m^2, on est en présence de la recombinaison spatiale des charges dans l'espace entre les électrodes.

Outre la recombinaison de surface et spatiale, certains ions du plasma en décomposition partent vers l'anode sous l'action du champ négatif, tandis que la cathode reçoit un nombre équivalent d'électrons. Ces charges créent un courant inverse i_b dans l'appareil et dans le circuit connecté à ce dernier.

Lorsque la recombinaison se produit surtout en surface, la concentration des charges dans le temps diminue suivant une loi exponentielle :

$$n = n_0 e^{\frac{t}{\tau}}, \qquad (1.10)$$

où n_0 est la concentration initiale des charges dans le plasma après l'extinction de la décharge ;

τ une constante de temps de déionisation égale au temps nécessaire pour que la concentration diminue de e fois.

La constante de temps de déionisation τ dépend de la géométrie de l'espace entre les électrodes. Dans les diodes à gaz de petites dimensions la valeur de τ est comprise entre 20 et 50 µs.

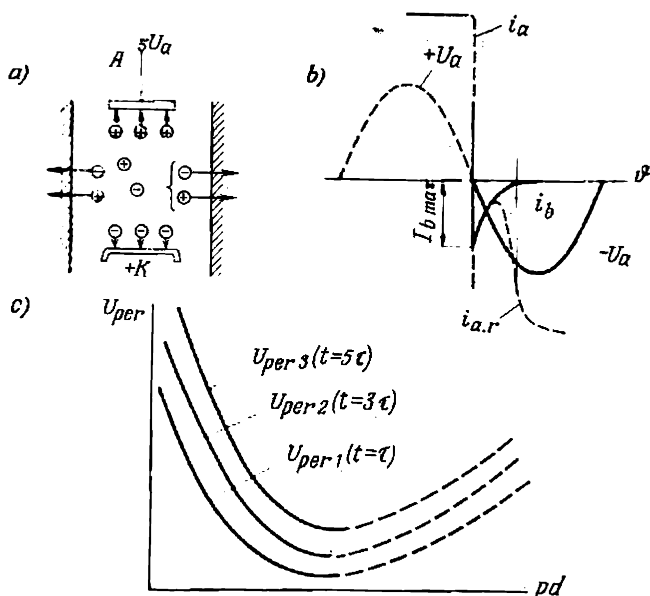


Fig. 1.9. Phénomènes de déionisation (*a*), courbes de courant inverse (*b*) et de tension disruptive (*c*)

Le courant inverse d'une diode à gaz (fig. 1.9,*b*) diminue également suivant la loi exponentielle (1.10), tant que la tension inverse n'excède pas une valeur de 3 à 5 kV. Pour de grandes valeurs de tension, le champ négatif d'anode « suce » du plasma en décomposition un nombre complémentaire d'ions, d'où il résulte un accroissement du courant inverse.

En régime normal le courant inverse dans une diode à gaz ne dépasse généralement pas quelques centièmes ou dixièmes de mil-

liampère. Il influe sur le potentiel disruptif de l'appareil. En arrivant sur la surface de l'anode les ions du courant inverse créent des centres d'émission qui contribuent à l'accroissement du courant de décharge autonome (portion en pointillé de la courbe du courant inverse sur la figure 1.9,*b*), qui lors d'un accroissement intense provoque le claquage de la diode. Un tel claquage est appelé *allumage en retour*. Plus la tension inverse est élevée, plus l'allumage en retour est probable. La valeur maximale admissible de la tension inverse $U_{b\ max}$, qui généralement est inférieure au potentiel disruptif dans les appareils à vide poussé, est limitée par la probabilité d'allumage en retour.

Plus la concentration résiduelle des charges après l'extinction de l'arc est élevée, plus la probabilité d'allumage en retour est grande pour les valeurs moins élevées de la tension inverse, comme le montre la famille de courbes de Paschen de la figure 1.9,*c* pour les différents instants après l'extinction de l'arc. La courbe $U_{\text{per}1}$ a été relevée au bout d'un temps $t = \tau$ après l'extinction de l'arc, la courbe $U_{\text{per}2}$ au bout d'un temps $t = 3\tau$ et la courbe $U_{\text{per}3}$ au bout d'un temps $t = 5\tau$. La dernière courbe s'approche de la courbe du potentiel disruptif en l'absence presque complète de charges résiduelles.

D'après les valeurs du potentiel disruptif on établit, avec un coefficient de sécurité requis, la valeur maximale admissible de la tension inverse qui est normalisée pour le type donné de diodes à gaz comme l'un de ses principaux paramètres.

Les diodes à gaz de commerce sont fabriquées pour une valeur maximale de la tension inverse de 15 à 25 kV et les diodes à gaz spéciales pour des tensions de 200 et même 300 kV.

On utilise dans l'industrie des diodes à gaz inerte ou à vapeur de mercure. L'avantage des tubes à gaz réside dans le fait que la densité du gaz et, par conséquent, leur régime électrique ne sont pas fonction de la variation de la température du milieu ambiant.

Par contre, les appareils à gaz ont une durée de vie plus courte et la valeur des tensions inverses qu'ils supportent est relativement plus faible. Ceci est dû au fait que la pression initiale du gaz y doit être adoptée plus élevée que dans les diodes à vapeur de mercure, car le gaz lors du service est absorbé par les parois et les électrodes du tube. Pour prévenir la diminution de la densité du gaz au-dessous d'un minimum admissible où le fonctionnement normal de la décharge d'arc commence à être perturbé on introduit une réserve initiale de gaz.

Les diodes à vapeur de mercure ont pour avantage d'être de fabrication plus facile pour de hautes tensions vu que la pression intérieure y est de beaucoup inférieure à celle des appareils à gaz (elle correspond à la température d'une goutte de mercure disposée au fond de la coupole de cathode). Les molécules de vapeur qui disparais-

sent dans les pores des parois sont remplacées dans le volume intérieur de l'appareil par de nouvelles molécules obtenues grâce à la vaporisation de la goutte de mercure. Mais les diodes à vapeur de mercure peuvent fonctionner dans une gamme plus limitée de températures (15 à 45 °C). La valeur inférieure de cette plage correspond à la pression minimale nécessaire pour l'allumage normal et l'entretien de l'arc et la valeur supérieure aux conditions nécessaires pour obtenir une valeur du potentiel disruptif élevée.

Les diodes à gaz de commerce sont utilisées actuellement dans les domaines de haute tension (supérieure à 3-5 kV) avec des courants atteignant plusieurs dizaines d'ampères. On fabrique aussi des diodes spéciales pour des tensions atteignant 300 kV mais prévues pour de faibles courants de charge (1 à 2 A).

On trouve l'énumération des diodes de commerce et leurs caractéristiques dans les aide-mémoire et les catalogues d'appareils ioniques à cathode chaude.

§ 1.4. Soupapes à semi-conducteurs (diodes semi-conductrices)

On appelle semi-conducteurs des corps cristallins dont la résistivité électrique à la température ordinaire est comprise entre 10^{-4} et $10^{4}\ \Omega\cdot$cm. Pour les métaux conducteurs celle-ci est limitée à des valeurs comprises entre 10^{-6} et $10^{-4}\ \Omega\cdot$cm et pour les isolants ou diélectriques elle est de 10^{5} à $10^{22}\ \Omega\cdot$cm.

La différente conductibilité de ces trois classes de corps cristallins s'explique par le fait que l'énergie qu'il faut dépenser pour libérer un électron de valence de ses liaisons avec les atomes situés dans les nœuds du réseau cristallin de la substance diffère.

L'énergie peut être communiquée aux électrons de valence des atomes d'un cristal par: a) des quanta thermiques (phonons) émis lors d'oscillations thermiques du réseau, b) des quanta lumineux (photons), c) des quanta gamma ou flux de particules élémentaires, d) l'action d'un champ électrique assez intense.

Pour les températures de beaucoup supérieures à 0° K les quanta thermiques (phonons) sont la source principale de l'action énergétique sur les électrons de valence d'un cristal. L'énergie que doivent avoir les phonons pour libérer un électron de ses liaisons avec l'atome dépend de la structure du cristal, laquelle est caractérisée par son diagramme énergétique.

Avant de passer à l'examen des diagrammes énergétiques des corps cristallins nous allons examiner les diagrammes énergétiques d'un atome unique et d'une molécule à deux atomes (fig. 1.10).

Sur la figure 1.10,*a* les traits continus représentent conventionnellement certains niveaux d'énergie possibles dans l'atome généralement occupés par des électrons. Les traits en pointillé correspondent aux niveaux d'énergie possibles mais qui ne sont pas occupés

ou sont occupés provisoirement par les électrons (quand l'atome ou la molécule se trouve à un état excité).

Lorsqu'on communique de l'énergie à un électron de valence, il peut passer suivant la valeur de cette énergie au niveau d'excitation U_{exc} (traits en pointillé) ou se libérer complètement de ses liaisons avec l'atome (phénomène d'ionisation). Le niveau d'énergie minimal U_i pour lequel l'électron de valence est arraché de l'atome (phénomène d'ionisation) est marqué sur le diagramme par des points.

Le spectre énergétique normal de l'atome se caractérise par des niveaux d'énergie possibles discrets. Ces niveaux sont séparés par des bandes d'énergie dans lesquelles il n'y a pas et, selon les lois de la physique quantique, il ne peut pas y avoir de niveaux énergétiques comprenant des électrons. De telles bandes sont dites *bandes d'énergie interdites*. Le passage d'un électron à un niveau permis mais occupé par un autre électron est également impossible d'après le principe d'exclusion de Pauli selon lequel à un niveau d'énergie déterminé un atome, une molécule ou un monocristal ne peuvent pas avoir deux électrons de même énergie (ou plus précisément, d'état quantique identique).

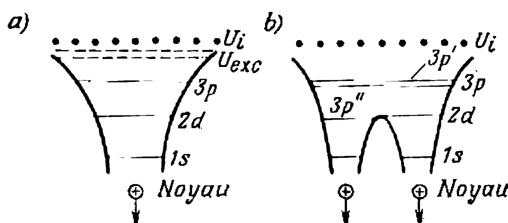


Fig. 1.10. Diagrammes énergétiques d'un atome (*a*) et d'une molécule à deux atomes (*b*)

Le diagramme énergétique d'une molécule à deux atomes (fig. 1.10,*b*) est caractérisé par le fait que les niveaux d'énergie qui étaient occupés par les électrons de valence dans les atomes avant leur réunion en molécules ne forment pas, après la constitution de la molécule, un niveau d'énergie unique mais restent distincts ($3p'$ et $3p''$), la différence d'énergie entre eux étant très faible. C'est aussi une conséquence du principe d'exclusion de Pauli.

Lors de la formation des cristaux on observe aussi le déplacement de niveaux d'énergie, le nombre de niveaux déplacés par rapport à leur nombre initial dans l'atome étant égal au nombre d'atomes dans le volume considéré du monocristal.

L'ensemble des niveaux d'énergie déplacés forme une bande d'énergies dans le cristal. Suivant la structure électronique des atomes et du réseau cristallin, entre les bandes d'énergies les bandes interdites peuvent demeurer ou non.

Ces deux possibilités ainsi que la largeur de la bande interdite différencient les trois classes de corps cristallins : conducteurs, semiconducteurs et diélectriques dont les diagrammes énergétiques sont indiqués sur la figure 1.11.

Le diagramme de la figure 1.11,*a* est celui d'un métal. A la bande d'énergies de valence *BV* entièrement occupée par les électrons à la température du zéro absolu confine une bande d'énergies de conduction *BC*. Pour le passage des électrons de la bande de valence à la bande de conduction il suffit d'agir sur les électrons de valence par des phonons de très faibles énergies. Pour cette raison, même à une température proche de 0 °K le nombre d'électrons libres dans le métal est grand ce qui lui assure une conductibilité spécifique élevée.

Le diagramme de la figure 1.11,*b* concerne les semi-conducteurs. Entre la bande d'énergies de valence *BV* et la bande d'énergies de

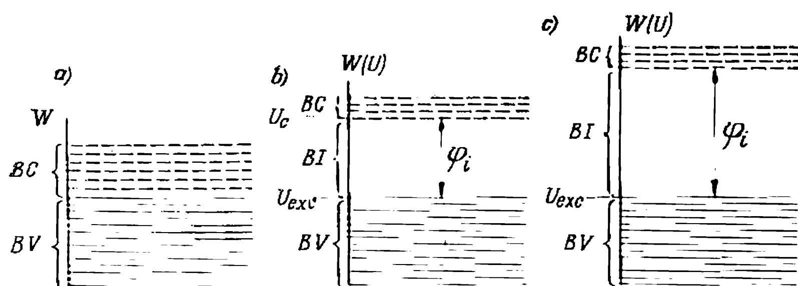


Fig. 1.11. Diagrammes énergétiques d'un métal (*a*), d'un semi-conducteur (*b*) et d'un diélectrique (*c*)

conduction *BC* existe une bande d'énergies interdite *BI* de largeur φ_i. Cette bande représente l'énergie (en électron-volts) qu'il faut communiquer à l'électron situé au niveau d'énergie supérieur de la bande de valence pour le faire passer sur le niveau d'énergie inférieur de la bande de conduction. Lorsque l'énergie se rapporte à un seul électron on la calcule généralement en volts. La largeur de la bande interdite qui existe généralement dans les semi-conducteurs (φ_i = 0,7 à 1,1 V) impose une température du cristal de 80 à 100 °K pour qu'un nombre considérable d'électrons passe dans la bande de conduction, c'est-à-dire que la conductibilité du cristal soit suffisante. Avec l'élévation de la température la bande d'énergies interdite se rétrécit quelque peu. Par exemple, lorsqu'on passe de T = = 0 °K à T = 300 °K, la bande interdite du germanium diminue de 0,72 à 0,67 V et celle du silicium de 1,15 à 1,02 V.

Le diagramme de la figure 1.11,*c* concerne les cristaux présentant des propriétés d'isolants (diélectriques). Leur bande interdite (de l'ordre de 6 à 10 V) est beaucoup plus grande que pour les semi-conducteurs. Pour faire passer un électron de la bande de valence à la bande de conduction, une énergie beaucoup plus grande est nécessaire.

C'est pour cette raison que les diélectriques ne manifestent une conductibilité plus ou moins notable qu'à des températures non inférieures à 400-800 °C.

Dans l'examen des semi-conducteurs utilisés dans les soupapes nous nous occuperons en premier lieu du germanium et du silicium.

Ces semi-conducteurs appartiennent à la colonne IV de la classification périodique des éléments. Les couches périphériques de leurs atomes comportent quatre électrons (fig. 1.12,*a*). En l'absence de défauts de structure dans le réseau, tous les électrons de valence au zéro absolu participent à la liaison dite covalente. Cette liaison est caractérisée par le fait que la couche de valence périphérique de

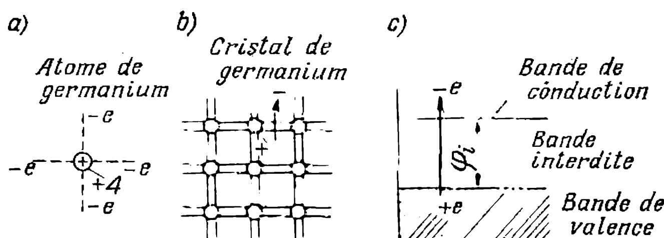


Fig. 1.12. Structure de valence d'un atome de germanium (*a*), apparition d'un électron libre et d'un trou dans un cristal (*b*) et représentation de ce phénomène sur le diagramme énergétique (*c*)

l'atome intéresse aussi un des atomes voisins. Dans ces couches les électrons appartiennent aux deux atomes. Le nombre de couches de valence détermine donc le nombre de liaisons de l'atome donné avec les atomes voisins.

Ainsi, lorsque l'atome a quatre électrons de valence (comme c'est le cas du germanium ou du silicium), chaque atome est lié, lors de la formation du cristal, aux quatre atomes voisins par liaison covalente. Sur la figure 1.12,*b* les liaisons covalentes sont désignées conventionnellement par deux droites parallèles liant les atomes situés dans les nœuds voisins du réseau cristallin.

Lorsque la température du cristal s'élève jusqu'à une valeur pour laquelle l'énergie du phonon est suffisante pour perturber la liaison de l'électron de valence avec les atomes du réseau, l'électron est libéré de ses liaisons, il devient libre et peut se déplacer entre les nœuds du réseau.

Le niveau d'énergie qui était occupé dans la bande de valence par l'électron libéré devient vacant. Le niveau vacant est appelé « trou » ou « lacune ». L'absence de l'électron dans la liaison de valence est équivalente à l'existence en cet endroit d'une charge positive et pour cette raison le « trou » est considéré comme ayant une charge positive (fig. 1.12,*b*).

Le diagramme d'énergie représente la libération de l'électron de ses liaisons avec l'atome comme l'apparition d'un électron dans la bande d'énergies de conduction et d'un trou positif dans la bande d'énergies de valence (fig. 1.12,*c*).

La concentration des électrons n dans la bande de conduction et celle, égale, des trous p dans la bande de valence sont liées à la température T d'échauffement du cristal par la relation :

$$n = p = Ae^{-\frac{\varphi_I}{2kT}}, \tag{1.11}$$

où A est une constante physique dont la valeur numérique dépend de la nature du cristal ;

$k = 1{,}37 \cdot 10^{-23}$ J/degré, la constante de Boltzmann;

T la température absolue, en °K.

Il résulte de la formule (1.11) que la concentration des électrons libres et des trous est d'autant plus grande que la bande interdite est plus étroite et que la température du cristal est plus élevée.

Un trou, tout comme un électron libéré de ses liaisons, peut se déplacer librement à l'intérieur du cristal. Le déplacement du trou n'est qu'un résultat formel du déplacement réel des électrons aux niveaux vacants (trous). En effet, approchant d'un trou, l'électron le remplit (le compense). Il en résulte que le trou disparaît et que toutes les liaisons de valence de l'atome donné sont rétablies, mais un nouveau trou apparaît dans la couche de valence d'où est venu l'électron. La disparition en un endroit du cristal et l'apparition en un autre d'un trou est considérée, conventionnellement, comme son déplacement.

Vu la mobilité inégale des *électrons libres* et des *électrons qui se déplacent aux niveaux vacants*, il convient de considérer le déplacement des trous comme celui d'agents indépendants.

En l'absence d'action sur le cristal d'un champ extérieur et lorsque la répartition de la concentration des électrons et des trous dans tout le volume du cristal est suffisamment uniforme, le mouvement des électrons et des trous est purement chaotique, c'est-à-dire qu'il s'effectue uniformément dans tous les sens.

Si la répartition de la concentration des porteurs n'est pas uniforme (et en l'absence d'un champ extérieur) ils se déplacent selon les lois de la diffusion, en passant de la zone de plus grande concentration à la zone de moindre concentration. Ce mouvement de diffusion, qui est l'un des principaux dans les milieux semi-conducteurs, obéit à la loi de Fick :

$$j_{\text{dif}} = qD\frac{dn}{dx}, \tag{1.12}$$

où j_{dif} est la densité du flux de substance diffusante ;

q la charge du porteur ;

$\frac{dn}{dx}$ la variation de la concentration par unité de longueur (gradient de concentration) ;

D la constante de diffusion qui définit le nombre de porteurs passant par une aire de 1 cm^2 en 1 seconde pour un gradient de concentration égal à l'unité.

En présence d'un champ extérieur et pour une répartition uniforme de la concentration des porteurs, le déplacement des charges dans les semi-conducteurs est déterminé par le champ (mouvement de dérive) et obéit (comme dans les métaux) à la loi d'Ohm. La composante du mouvement de dérive détermine dans les milieux semi-conducteurs (comme dans les conducteurs) leur conductibilité électrique.

Selon que le courant est créé par les électrons ou par les trous on distingue une composante d'électrons et une composante de trous lors du mouvement de diffusion et du mouvement de dérive. Dans les semi-conducteurs ne comportant pas d'impuretés (semi-conducteurs intrinsèques), l'action des phonons fait apparaître simultanément les deux sortes de porteurs de charge (électrons et trous), le courant résultant donc comprend une composante d'électrons et une composante de trous. Ces composantes s'additionnent arithmétiquement puisque les porteurs de charge de signes différents se déplacent en sens opposés. Le sens du courant est déterminé par le déplacement des porteurs positifs.

Les semi-conducteurs intrinsèques sont utilisés assez rarement parce qu'à la température normale ils présentent une faible conductibilité et n'assurent pas une conductibilité directionnelle (effet de soupape).

Les dispositifs à semi-conducteurs utilisent surtout des semi-conducteurs dopés (à impuretés). Selon l'impureté introduite c'est la conductibilité par électrons ou par trous qui prédomine. Le semi-conducteur est appelé semi-conducteur par excès d'électrons (semi-conducteur de type *n*) ou par défaut d'électrons (semi-conducteur de type *p*) selon la conductibilité prédominante. Si le cristal principal appartient à la colonne IV de la classification périodique des éléments (germanium et silicium) et l'impureté introduite à la colonne V (antimoine, arsenic, phosphore, etc.) dont les atomes présentent cinq électrons de valence (fig. 1.13,*a*), lors du remplacement dans le réseau cristallin (fig. 1.13,*b*) de l'atome principal par l'atome de l'impureté il apparaît près du nœud de substitution un électron excédentaire qui ne peut pas s'intégrer dans les liens de covalence avec les atomes voisins (vu qu'ils sont déjà formés) et qui, pour cette raison, est faiblement lié à l'atome correspondant du réseau. Il suffit de communiquer à un tel électron une faible quantité d'énergie de l'ordre de 0,1 eV pour le libérer de sa liaison avec l'atome. L'atome de l'impureté est alors transformé en ion positif mais il diffère d'un

trou en ceci qu'il reste immobile dans le réseau cristallin du semi-conducteur.

Les atomes d'impuretés qui cèdent un électron de valence (sous l'action de faibles quantités d'énergie) sont appelés *donneurs*. Les atomes donneurs se caractérisent par le fait que les niveaux d'énergie de leurs électrons excédentaires se trouvent dans la bande d'énergies interdite du cristal près de la bande d'énergies de conduction comme il est indiqué schématiquement sur le diagramme énergétique

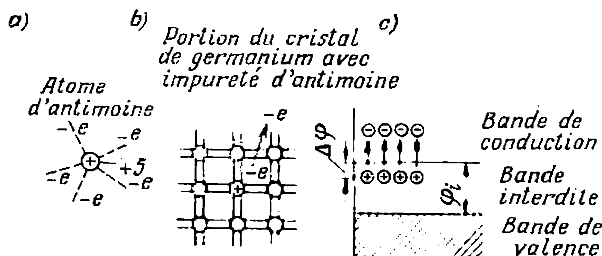


Fig. 1.13. Atome d'impureté donatrice (*a*), apparition d'un électron libre et d'un ion positif dans un cristal (*b*) et représentation de ce phénomène sur le diagramme énergétique (*c*)

(fig. 1.13,*c*). Ces niveaux sont locaux, c'est-à-dire qu'ils ne forment pas de bandes d'énergies. La figure 1.13,*c* montre quatre niveaux d'énergies locaux qui correspondent à quatre atomes étrangers.

Tant que les électrons libres ne se sont pas très éloignés des ions positifs, la région donnée du semi-conducteur reste électriquement neutre. Lorsque, par l'effet d'une cause quelconque, les électrons partent vers d'autres régions du cristal, les ions positifs restants des impuretés de type *n* créent dans la région donnée une charge spatiale positive non compensée.

Pour transformer le germanium tétravalent en un semi-conducteur dopé à conductibilité par trous on y ajoute comme impuretés l'un des éléments de la colonne III du tableau de Mendéléev (indium, gallium ou bore) dont les atomes ont chacun trois électrons de valence (fig. 1.14,*a*). Lors de la substitution à un atome de germanium ou de silicium d'un atome d'une telle impureté un électron fait défaut dans un des liens de valence, ce qui correspond à l'apparition d'un trou (fig. 1.14,*b*). Le trou est facilement rempli par un électron provenant d'un atome voisin. L'atome d'impureté est alors transformé en un ion négatif fixe. Les atomes d'impuretés qui captent l'électron de valence sous l'action de faibles quantités d'énergie sont appelés accepteurs. Le niveau d'énergie vacant dans un atome accepteur est également situé dans la bande d'énergies interdite mais plus près de la bande d'énergies de valence (fig. 1.14,*c*).

Le diagramme énergétique de la figure 1.14,*c* représente quatre niveaux d'énergie locaux des quatre atomes d'une impureté de type *p* ayant pris des électrons à la bande d'énergies de valence.

Tant que le nombre de trous dans la couche donnée du semi-conducteur reste égal au nombre d'ions négatifs, la neutralité de charge s'y conserve. Lorsqu'un certain nombre de trous soit compensé par des électrons venus d'autres couches, il apparaît dans la couche donnée une charge spatiale négative non compensée créée par les ions de l'impureté de type *p*.

Suivant la concentration en impureté introduite, la conductibilité spécifique d'un conducteur dopé peut devenir plusieurs dizai-

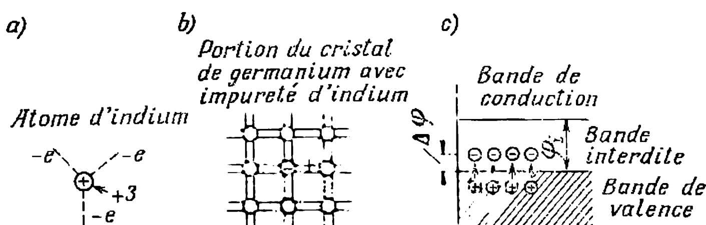


Fig. 1.14. Atome d'impureté acceptrice (*a*), apparition d'un trou et d'un ion négatif dans un cristal (*b*) et représentation de ce phénomène sur le diagramme énergétique (*c*)

nes et même centaines de milliers de fois plus élevée que celle d'un semi-conducteur intrinsèque.

Les porteurs de charge qui déterminent le type de conductibilité d'un semi-conducteur dopé sont appelés *porteurs majoritaires* (les électrons dans un semi-conducteur de type *n* et les trous dans un semi-conducteur de type *p*) et les porteurs de charge de signe contraire sont appelés *porteurs minoritaires* (les trous dans un semi-conducteur de type *n* et les électrons dans un semi-conducteur de type *p*).

Le produit des concentrations en porteurs majoritaires et minoritaires, pour une température donnée, est une valeur invariable qui caractérise un semi-conducteur de composition quelconque:

$$pn = p_i n_i = A^2 e^{-\frac{\varphi_1}{kT}}, \tag{1.13}$$

où p, p_i sont les concentrations en trous respectivement dans un semi-conducteur dopé et dans un semi-conducteur intrinsèque;

n, n_i les concentrations en électrons respectivement dans un semi-conducteur dopé et dans un semi-conducteur intrinsèque.

Le produit pn des concentrations équilibrées en trous et électrons est constant en raison du fait que dans un élément quelconque de semi-conducteur interviennent deux phénomènes opposés: la création d'électrons et de trous par des phonons qui prennent naissance lors des oscillations continues des atomes du réseau et la disparition d'électrons et de trous lors du remplacement des niveaux vacants par les électrons (*phénomène de recombinaison*). Avec l'accroissement du nombre absolu de porteurs de charges de même signe le nombre d'opérations de recombinaison augmente, ce qui fait diminuer le nombre de porteurs de charges de signe contraire. L'équilibre

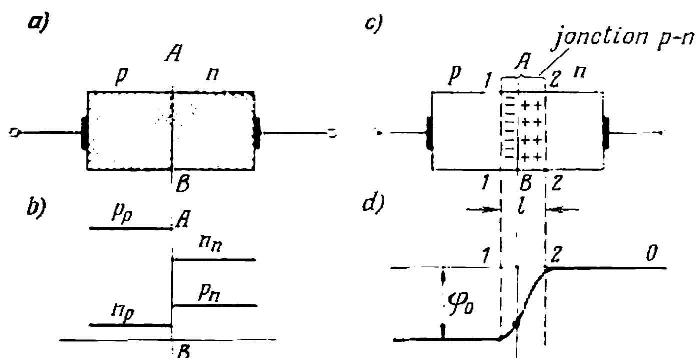


Fig. 1.15. Diode semi-conductrice:

a—structure à deux couches de la diode; *b*—concentration de porteurs dans les couches; *c* — formation d'une jonction *p-n*; *d*—barrière de potentiel dans la jonction *p-n*

s'établit lorsque le produit pn de la concentration en porteurs dans un semi-conducteur dopé devient égal au produit $p_i n_i$ des concentrations en porteurs dans un semi-conducteur intrinsèque.

L'effet de soupape dans les diodes à semi-conducteurs apparaît grâce à la combinaison de deux couches dont l'une possède surtout la conductibilité par trous (p) et l'autre la conductibilité par électrons (n) (fig. 1.15,*a*).

Dans les diodes au germanium et au silicium on y arrive en introduisant dans l'une des régions du monocristal une impureté de type p (acceptrice) et dans l'autre une impureté de type n (donatrice). Même à la température ordinaire la plupart des atomes étrangers sont ionisés, c'est-à-dire que les donneurs cèdent leurs électrons qui deviennent libres et les accepteurs captent les électrons, en créant des trous. En plus des porteurs majoritaires dans chaque région apparaissent des porteurs minoritaires dus au passage des électrons du cristal principal de la bande d'énergies de valence à la bande d'énergies de conduction. La concentration en tels électrons est de beaucoup inférieure à celle en électrons cédés ou reçus

par les atomes d'impureté vu que $\Delta\varphi$ est de beaucoup inférieur à φ_t dans la formule (1.13).

Le diagramme de la figure 1.15,*b* montre l'une des variantes possibles de répartition des porteurs majoritaires et minoritaires (des trous et des électrons) dans les régions adjacentes d'une diode semi-conductrice. Les concentrations en porteurs majoritaires dans les régions *p* et *n* sont désignées par p_p et n_n et celles en porteurs minoritaires dans les mêmes régions par n_p et p_n. Dans les diodes au germanium et au silicium la concentration créée en porteurs majoritaires est tellement élevée que celle en porteurs minoritaires, conformément à l'expression (1.13), devient relativement faible. A la frontière *AB* entre ses régions apparaît dans ce cas une grande différence de concentrations en charges de même signe, qui sont porteurs majoritaires dans une région, minoritaires dans l'autre. Sous l'action de cette différence de concentrations dans les régions adjacentes au plan *AB* se manifeste un mouvement diffus de porteurs traversant dans les sens opposés la frontière : les électrons de la région *n* passent dans la région *p* où ils se recombinent avec les trous. Cela provoque l'apparition dans la région *p* d'une charge spatiale négative non compensée créée par les ions de l'impureté acceptrice. Par contre, les électrons ayant quitté la région *n* y laissent une charge spatiale positive créée par les ions positifs des donneurs de l'impureté. Les charges spatiales de signes contraires qui prennent naissance de chaque côté de la frontière forment avec le champ électrostatique qu'elles créent une jonction *p-n* avec pour limites *1* et *2* (fig. 1.15,*c*). La formation de cette jonction a lieu lors de l'injection dans le monocristal des atomes d'impureté (accepteurs ou donneurs) selon la conductibilité du monocristal initial.

Le champ électrostatique dans la jonction *p-n* est caractérisé par la courbe de répartition des potentiels (fig. 1.15,*d*). La plus grande ordonnée de la courbe des potentiels détermine la barrière de potentiel dans la jonction *p-n*. La hauteur de la barrière dépend du rapport des concentrations en porteurs de même signe des deux côtés de la jonction :

$$\frac{p_p}{p_n} = \frac{n_n}{n_p} = e^{\frac{\varphi_0}{\varphi_t}}, \qquad (1.14)$$

où $\varphi_t = \frac{kT}{q}$ est un potentiel dit thermique ; comme le potentiel électrique il est mesuré en volts.

La courbe des potentiels de la figure 1.15,*d* a été tracée par rapport au potentiel zéro qui a été attribué par convention à la région *n*.

Vu qu'à la température ordinaire les concentrations en porteurs majoritaires (trous ou électrons) dans les semi-conducteurs dopés sont approximativement égales aux concentrations N_a en atomes accepteurs et N_d en atomes donneurs, il vient de la relation (1.14)

que la hauteur de la barrière de potentiel est :

$$\varphi_0 = \varphi_t \ln \frac{p_p}{p_n} = \varphi_t \ln \frac{N_a}{p_n}. \qquad (1.14a)$$

La barrière de potentiel dans la jonction (appelée aussi différence de potentiel de contact) engendre un champ retardateur pour les porteurs majoritaires et un champ accélérateur pour les porteurs minoritaires. Pour cette raison, même en l'absence de tension extérieure, les porteurs minoritaires passent sous l'effet de ce champ d'une région dans l'autre (courant de fuite). Une même quantité

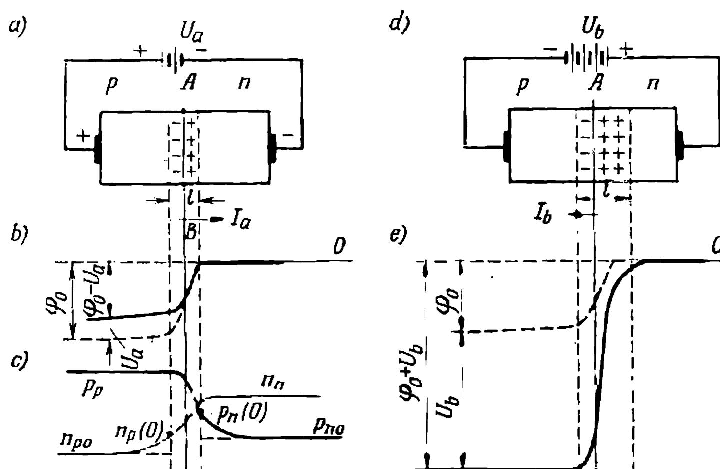


Fig. 1.16. Répartition des potentiels et des concentrations de porteurs de charges dans une diode sous tensions directe et inverse :
a—schéma de branchement de la diode dans le sens conducteur ; *b*—barrière de potentiel dans le sens conducteur ; *c*—répartition des concentrations de porteurs de charges sous tension directe ; *d*—schéma de branchement de la diode dans le sens non conducteur ; *e*—barrière de potentiel dans le sens non conducteur

de porteurs majoritaires en diffusion qui surmontent l'éffet retardateur du champ se déplace par la jonction *p-n* en sens inverse, en formant la composante de diffusion du courant. Il en résulte qu'en l'absence de tension extérieure, le courant résultant à travers la jonction *p-n* est nul.

Lorsqu'on applique à la diode une différence de potentiel directe U_a avec la polarité indiquée sur la figure 1.16,*a*, la région *p* étant portée à un potentiel positif et la région *n* à un potentiel négatif, la barrière de potentiel diminue en passant de φ_0 à $\varphi_0 - U_a$ (fig. 1.16,*b*). Cela provoque l'accroissement des composantes de diffusion des flux (des trous passant de la région *p* à la région *n* et des électrons

passant de la région n à la région p) qui avec le courant de fuite des porteurs minoritaires déterminent le courant direct I_a dans la diode.

On peut calculer la densité de ce courant à l'aide de l'égalité suivante :

$$j_a = j_s \left(e^{\frac{U_a}{\varphi_t}} - 1\right), \tag{1.15}$$

où j_s est la densité du courant de fuite créé par les porteurs minoritaires.

Pour des valeurs suffisamment faibles de la tension négative la densité j_s atteint à la jonction *p-n* sa valeur limite (la température de la diode étant inchangée) et, pour cette raison, on l'appelle *densité du courant de saturation.*

L'égalité (1.15) présente cette particularité que la tension et la densité du courant qui en font partie sont liées pratiquement non pas de façon directe mais par les concentrations limites en porteurs passant d'une région à l'autre (fig. 1.16,*c*).

La région du semi-conducteur à concentration plus forte en porteurs majoritaires remplit dans une diode les fonctions d'*émetteur* et la région à concentration plus faible joue le rôle de *base.*

La concentration limite en trous p_n (0) entrés dans la base influe sur le gradient de concentration et donc, d'après la formule (1.12), sur le courant de trous et est liée à la tension agissant sur la jonction *p-n* par l'expression :

$$p_n(0) = p_{n0} e^{\frac{U_a}{\varphi_t}}. \tag{1.15a}$$

De façon analogue, la concentration limite des électrons dans l'émetteur est

$$n_p(0) = n_{p0} e^{\frac{U_a}{\varphi_t}}. \tag{1.15b}$$

Lorsque $p_{n0} \gg n_{p0}$ (comme cela arrive souvent) on peut négliger la composante électronique du courant dans les calculs approchés.

Grâce aux valeurs élevées du gradient de concentration des porteurs de charge majoritaires on obtient dans les diodes au germanium et au silicium de très grandes valeurs de la densité du courant direct (dans les diodes au germanium elle est comprise entre 20 et 40 A/cm^2 et dans celles au silicium entre 60 et 80 A/cm^2). C'est l'un des avantages importants de ces diodes.

Si l'on passe de la densité de courant au courant total il est nécessaire d'introduire comme facteur la surface utile S de la jonction.

Lorsqu'une tension négative (inverse) U_b est appliquée à la diode (fig. 1.16,*d*), la barrière de potentiel négative augmente de la valeur U_b. La largeur de la jonction *p-n* croît aussi (fig. 1.16,*e*). Les composantes des flux de diffusion tendent alors vers le zéro

et le flux de porteurs minoritaires atteint sa valeur limite. Ce sont les porteurs minoritaires qui déterminent la valeur du courant inverse dans la diode. La densité de ce courant, comme il résulte de la formule (1.15), conduit, lorsqu'on y introduit la valeur de $-U_b$, à l'égalité :

$$j_b = j_s. \tag{1.16}$$

Le courant inverse atteint cette valeur pour des tensions inverses ne dépassant pas quelques dixièmes de volt et théoriquement devrait alors cesser de croître. En réalité, le courant inverse croît lentement avec la tension et, après avoir atteint une certaine valeur limite,

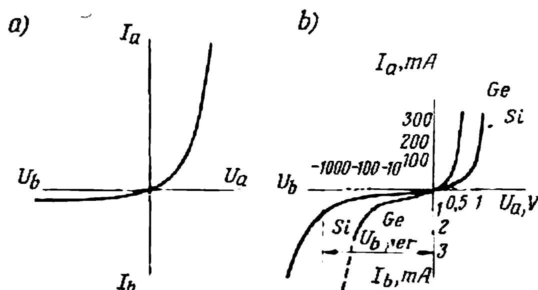


Fig. 1.17. Caractéristiques courant-tension des diodes semi-conductrices: *a*—caractéristique théorique ; *b*—caractéristiques réelles d'une diode au germanium et d'une diode au silicium

augmente brusquement. L'accroissement lent du courant inverse est dû à la présence d'un courant de fuite à la surface de la diode dans la zone de la jonction *p-n* ainsi qu'aux porteurs engendrés dans la jonction elle-même et emportés par le champ avant leur recombinaison (composante de génération du courant inverse).

D'après les formules (1.15) et (1.16) on peut tracer la caractéristique courant-tension théorique d'une diode semi-conductrice (fig. 1.17,*a*). Cette caractéristique comporte deux branches dont l'une, située dans le premier quadrant, correspond au sens conducteur dans la diode (au courant direct) et l'autre, située dans le troisième quadrant, au sens non conducteur (courant inverse).

Les caractéristiques expérimentales relevées pour les diodes au germanium et au silicium sont indiquées sur la fig. 1.17,*b*. Les échelles adoptées pour les courants direct et inverse ne sont pas les mêmes, vu qu'ils ne sont pas de même ordre de grandeur.

On voit d'après ces caractéristiques que le courant inverse varie relativement peu tant qu'il n'a pas atteint sa valeur limite appelée *tension de percement* U_{per}. Passé ce seuil, l'accroissement brusque du courant inverse s'explique par l'accroissement de la concentration en porteurs minoritaires avec l'élévation de la température de la jonc-

tion, élévation due à l'accroissement de la puissance dissipée, ainsi que par la multiplication en avalanche des porteurs qui s'y produit pour de grandes tensions inverses. Une telle multiplication se manifeste grâce au phénomène d'ionisation des atomes du cristal par les électrons de haute énergie. En fonction du matériau de la diode et des conditions de son fonctionnement, un de ces deux facteurs prédomine et provoque le claquage thermique ou électrique.

La valeur maximale de la tension inverse $U_{b\ \max}$ admissible dans les diodes est normalisée par rapport à U_{per} avec un coefficient de sécurité requis.

Dans une diode la valeur moyenne admissible du courant direct I_a est limitée par l'échauffement admissible de la jonction dans laquelle est dissipée la plus grande partie de la puissance interne. L'échauffement consécutif de la jonction dépend non seulement des pertes de puissance dues au courant direct mais aussi des pertes de puissance durant l'alternance non conductrice de la période.

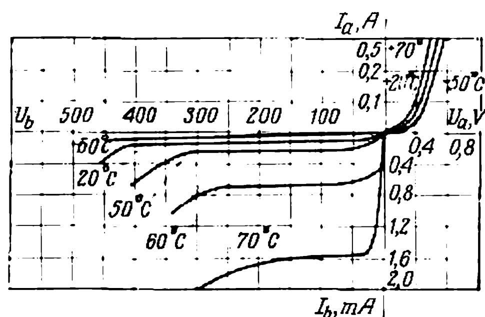


Fig. 1.18. Influence de la température sur la caractéristique courant-tension d'une diode au germanium

Les dispositifs à semiconducteurs, et entre autres les diodes, présentent des caractéristiques et paramètres qui dépendent assez fortement de la température. Pour les diodes au germanium cette relation est illustrée par les courbes de la figure 1.18,*a*. L'accroissement du courant inverse qui a lieu avec l'augmentation de la température et est lié à l'augmentation de la concentration en porteurs minoritaires obéit approximativement à une loi exponentielle. La diminution de la chute de tension directe dans la diode avec l'accroissement de la température s'explique par l'augmentation des concentrations en porteurs minoritaires p_{n0} et n_{p0} qui dans la formule (1.15) déterminent le facteur j_s.

Dans les diodes au silicium, le courant inverse est de plusieurs puissances de dix inférieur à celui des diodes au germanium. C'est l'un des avantages importants des diodes au silicium. Les autres sont la température admissible plus élevée du milieu ambiant (135-150 °C comparés à 50-60 °C pour les diodes au germanium) et les valeurs plus élevées de la tension inverse (800-1200 V comparés à 500-600 V pour les diodes au germanium).

Les figures 1.19,*a* et *b* schématisent la constitution des diodes au germanium et au silicium.

Le matériau de base des diodes au germanium est généralement le germanium de type *n* obtenu par injection dans le cristal, dont on a préalablement éliminé les impuretés accidentelles, d'une certaine fraction d'antimoine ou d'arsenic. La région *p* est créée dans le cristal par injection d'atomes d'impureté acceptrice par fusion avec un élément de la colonne III (généralement avec l'indium) ou par diffusion de ces atomes dans le cristal de base.

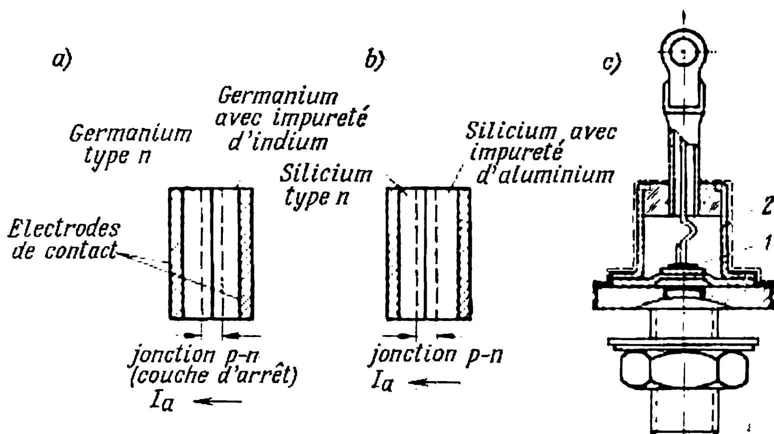


Fig. 1.19. Schémas des diodes au germanium (*a*) et au silicium (*b*) et vue en coupe d'une diode au silicium (*c*):

1—cristal de silicium à jonction *p-n*; *2*—sortie de la couche *p* du cristal

Des atomes d'indium restent dans la région *n* du germanium lors de la fusion et la recristallisation et leur concentration excède de beaucoup celle des atomes donneurs.

La connexion au circuit extérieur est assurée en créant dans les régions *p* et *n* des contacts auquels sont reliées les sorties.

Le matériau de base des diodes au silicium (fig. 1.19,*b*) est généralement le silicium de type *n*. La région *p* y est créée par fusion avec de l'aluminium ou par diffusion dans le silicium d'atomes d'aluminium ou de bore. La figure 1.19,*c* montre, vue en coupe, une soupape au silicium.

Leur résistance à la chaleur plus grande, leurs valeurs admissibles de tension inverse plus élevées et leur grande densité de courant direct font que les diodes au silicium sont largement utilisées dans les montages de conversion de courant.

En dehors des diodes au silicium et au germanium à structure monocristalline qui sont des appareils récents, l'industrie continue à livrer des soupapes à structure polycristalline (au sélénium, à oxyde de cuivre) qui ont été les premières soupapes à semi-conducteurs fabriquées en série.

Dans les soupapes au sélénium (fig. 1.20,*a*) on utilise comme couche de conductibilité *p* le sélénium cristallin obtenu à partir du sélénium amorphe par traitement thermique. Le sélénium est porté

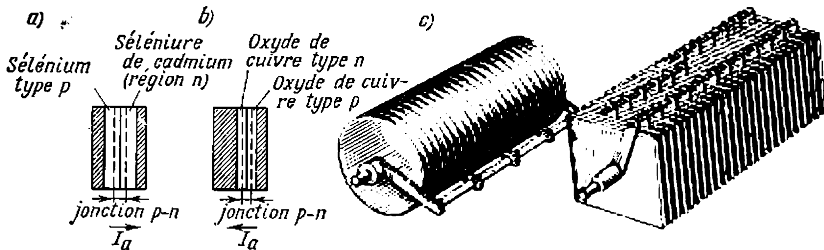


Fig. 1.20. Diodes au sélénium (*a*) et à oxyde de cuivre (*b*), empilements de disques de sélénium (*c*)

sur une plaque d'aluminium. La région de conductibilité *n* est formée dans le sélénium par diffusion d'atomes de cadmium. Dans un modèle (type A) le cadmium diffuse de l'alliage cadmium-étain porté par fusion sur la surface du sélénium et dans l'autre (type T) le cadmium diffuse à partir d'une fine couche d'alliage déposé directement sur un support en aluminium.

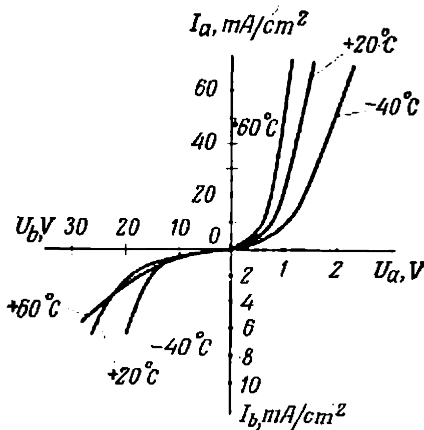


Fig. 1.21. Caractéristiques courant-tension des diodes au sélénium à différentes températures

Dans la soupape à oxyde de cuivre (fig. 1.20,*b*) la région de conductibilité *n* est formée d'oxyde de cuivre avec défaut d'oxygène et la région de conductibilité *p* d'oxyde de cuivre avec oxygène en excès. Ces régions se forment lors du traitement thermique des disques ou des plaques de cuivre.

La figure 1.20,*c* montre l'aspect extérieur des redresseurs au sélénium assemblés de plaques rondes ou rectangulaires.

Les caractéristiques courant-tension des diodes au sélénium relevées à différentes températures sont indiquées sur la figure 1.21. Bien que les diodes au sélénium admettent des densités de courant beaucoup plus faibles que celles au germanium et au silicium (quelques dixièmes d'ampère par cm²) et des tensions inverses également

beaucoup plus faibles (40-50 V comparés à 400-1200 V) on continue à les employer dans plusieurs domaines. Ce sont :

1) le domaine des tensions faibles et courants forts (dispositifs de charge, installations à bains galvaniques et d'électrolyse). On peut les associer en groupes parallèles sans utiliser de résistances d'égalisation comme c'est généralement le cas pour les soupapes au germanium et au silicium connectées en parallèle (fig. 1.22,*a*) en raison de la répartition non uniforme du courant dans les branches parallèles résultant de la dispersion des courbes correspondant au sens

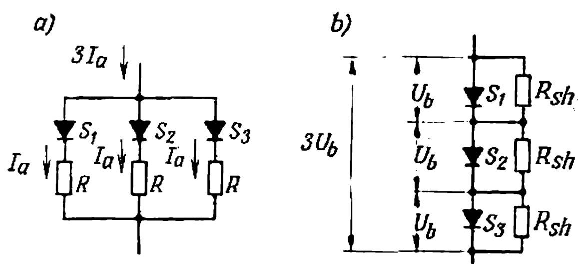


Fig. 1.22. Connexion en parallèle (*a*) et en série (*b*) des diodes au germanium et au silicium

conducteur de leurs caractéristiques courant-tension. Une telle dispersion est particulièrement sensible avec les courbes montant de façon raide, ce qui est normal pour les diodes au germanium et au silicium ;

2) le domaine des courants faibles et tensions élevées, vu la possibilité de connecter les diodes au sélénium en série sans utiliser des diviseurs de tension (fig. 1.22,*b*) d'ailleurs indispensables pour les diodes au germanium et au silicium qui se distinguent par la faible pente des branches inverses des caractéristiques courant-tension.

Lorsqu'il existe une dispersion, la faible pente des branches inverses des caractéristiques courant-tension contribue à augmenter le degré de non-uniformité dans la répartition des tensions inverses par les diodes connectées en série.

Les diodes au sélénium sont utilisées dans les domaines indiqués grâce à leur prix peu élevé et leur capacité de surcharge plus grande comparativement aux diodes au germanium et au silicium et à l'élimination d'endroits claqués en cas de surtension accidentelle grâce à leur vitrification.

Les soupapes à oxyde de cuivre de faible puissance sont utilisées dans les appareils de mesure comportant des redresseurs et les diodes

plus puissantes sont employées pour alimenter les bains d'électrolyse simples.

La bonne stabilité dans le temps des paramètres des diodes est très importante pour les appareils de mesure. Lors d'une action prolongée des températures élevées, les branches de sens conducteur des caractéristiques courant-tension des diodes à semi-conducteurs changent un peu et leur résistance interne augmente. Ce phénomène est appelé *vieillissement.*

On prévient le vieillissement des diodes à oxyde de cuivre au cours de leur exploitation par la méthode suivante. Chez le constructeur on leur fait subir un vieillissement artificiel en les soumettant à une température plus élevée que celle tolérée au cours d'exploitation.

La fabrication simple et bon marché des diodes à oxyde de cuivre sous forme de plaques prévues pour de forts courants de l'ordre de 20 A par plaque permet de les utiliser pour l'alimentation des bains d'électrolyse de tension de 4 à 6 V.

§ 1.5. Redresseurs de courant monophasé

Après l'étude des propriétés physiques et des caractéristiques des diodes utilisées comme soupapes, nous allons examiner les schémas types des redresseurs de courant monophasé de faible puissance dans lesquels on utilise de telles soupapes.

Le montage le plus simple du redresseur de courant monophasé est le montage à une alternance. Nous avons indiqué au § 1.1 le régime de fonctionnement avec une charge purement ohmique de soupapes idéales.

Les défauts d'un montage à une alternance sont :

1) une grande ondulation de la tension de sortie due à la composante alternative de la tension ;

2) une utilisation insuffisante du transformateur nécessaire pour obtenir la tension redressée requise. Pour cette raison, les redresseurs à une alternance sont assez rarement utilisés.

Généralement, les redresseurs de courant monophasé sont réalisés suivant le montage à deux alternances. Les schémas types de redressement à deux alternances sont :

a) le montage à prise médiane (à neutre sorti) des enroulements secondaires du transformateur ;

b) le montage en pont.

Nous allons examiner le régime de fonctionnement de tels montages d'abord avec une charge purement ohmique et ensuite lorsque le circuit de charge comporte une f.é.m. montée en opposition.

a) *Montage à prise médiane et régime de fonctionnement avec une charge purement ohmique*

Dans ce montage le redressement des deux alternances est obtenu par l'utilisation d'un transformateur à deux enroulements secondaires et à prise médiane (neutre sorti) de ces enroulements (fig. 1.23,*a*). Le rapport de transformation est déterminé à partir du rapport U_1/E_2 où E_2 est la f.é.m. d'un enroulement secondaire.

Comme sens positif de E_2 on prend généralement celui qui coïncide avec le sens conducteur dans les diodes. Durant l'alternance où la tension aux bornes de l'enroulement *Oa* est positive le courant passe

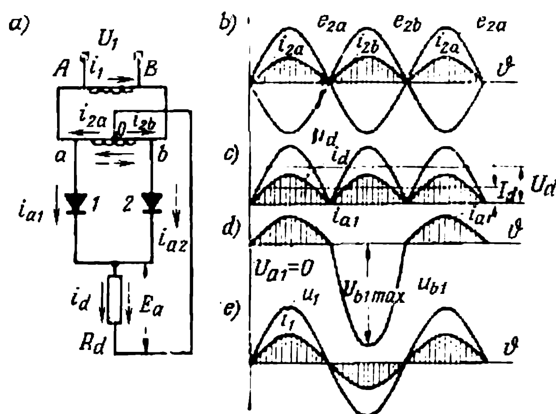


Fig. 1.23. Redresseur des deux alternances d'un courant monophasé à prise médiane:

a—schéma; *b*—tension et courants dans les enroulements secondaires du transformateur; *c*—tension et courant de charge; *d*—courant dans la diode et tension inverse à ses bornes; *e*—tension et courant dans l'enroulement primaire

par la diode *1* dont l'anode est positive par rapport à la cathode réunie à travers la résistance de charge R_d au point milieu *O* des enroulements secondaires. Le pôle *b* de l'enroulement *Ob* durant cette alternance est négatif par rapport à la prise médiane, et, par conséquent, pour cette alternance la diode ne laisse pas passer le courant.

Au cours de l'alternance suivante où les tensions aux enroulements primaire et secondaire du transformateur s'inversent, le courant passe par la diode *2* (flèche en pointillé) tandis que la diode *1* est bloquée.

Le régime de fonctionnement du montage avec une charge purement ohmique est illustré par les diagrammes des tensions et des courants (fig. 1.23,*b*-*e*). Les diagrammes de la figure 1.23,*b* se rapportent aux enroulements secondaires du transformateur et ceux de la figure 1.23,*c* à la résistance de charge. Les courants passant par

les diodes traversent la résistance de charge dans le même sens et l'on obtient le courant redressé.

Le point de connexion des cathodes forme le pôle positif du redresseur et la prise médiane du transformateur sert de pôle négatif.

Avec des diodes et un transformateur parfaits, la valeur moyenne de la tension redressée a pour expression :

$$E_d = \frac{\sqrt{2}\,E_2}{\pi}\int_0^{\pi}\sin\vartheta\,d\vartheta = \frac{2\sqrt{2}}{\pi}E_2 = 0{,}9E_2, \qquad (1.17)$$

d'où

$$E_2 = \frac{\pi}{2\sqrt{2}}E_d = 1{,}11E_d. \qquad (1.18)$$

La valeur moyenne du courant redressé :

$$I_d = \frac{E_d}{R_d}. \qquad (1.19)$$

La valeur moyenne du courant passant par une diode (d'après la condition de symétrie) :

$$I_a = \frac{I_d}{2}. \qquad (1.20)$$

La valeur maximale de ce courant :

$$I_{a\,max} = I_{d\,max} = \frac{\pi}{2}I_d = \pi I_a. \qquad (1.21)$$

Les diagrammes des tensions aux bornes de la diode et du courant traversant cette dernière sont donnés sur la figure 1.23,*d*.

Pendant l'alternance conductrice, où la diode est parcourue par un courant i_a, la tension entre les électrodes est nulle (en admettant toujours qu'il s'agit de diodes idéales). Pendant l'autre alternance où la tension appliquée à la soupape est négative, cette dernière est soumise à une double tension de phase.

Pour cette raison, la valeur maximale de la tension inverse est égale à la double amplitude de la tension de phase :

$$U_{b\,max} = 2\sqrt{2}E_2 = \pi E_d. \qquad (1.22)$$

Les valeurs obtenues à partir des relations (1.20) à (1.22) servent de critères d'après lesquels on choisit les diodes dans les catalogues.

Lorsque la chute de tension interne dans les diodes et la chute de tension ohmique dans les enroulements du transformateur constituent une part notable de E_d, on remplace E_d dans le deuxième membre de l'expression (1.22) par :

$$U_d = E_d - \Delta U_d \qquad (1.23)$$

avec

$$\Delta U_d = I_a\,(r_{tr} + nr_a), \qquad (1.24)$$

où r_{tr} est la résistance ohmique totale des enroulements primaire et secondaire du transformateur, ramenée aux spires de l'enroulement secondaire;

r_a la résistance totale d'une branche comprenant les diodes connectées en série.

La valeur totale de $E_d = U_d + \Delta U_d$ est introduite dans le deuxième membre de la formule (1.18) d'après laquelle est calculée la f.é.m. secondaire E_2. Dans ce cas, on a:

$$E_2 = 1,11\,(U_d + \Delta U_d). \tag{1.18a}$$

En passant à la détermination des paramètres du transformateur on calcule d'abord la valeur efficace du courant secondaire:

$$I_2 = \sqrt{\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} i_2^2\,d\vartheta} = \frac{\pi}{4} I_d = \frac{\pi}{2} I_a. \tag{1.25}$$

Il résulte de la relation ci-dessus que les indications d'un appareil thermique ou ferromagnétique (mesurant la valeur efficace du courant), branché dans le circuit de l'enroulement secondaire, seront de 1,57 fois supérieures à celles d'un appareil magnéto-électrique (qui mesure le courant moyen).

Dans le montage considéré l'enroulement primaire est traversé par un courant purement sinusoïdal (fig. 1.23,*e*) puisque les courants dans les enroulements secondaires du transformateur alternent à chaque demi-période et sont en opposition.

La valeur efficace du courant primaire en fonction de la valeur moyenne du courant redressé, en tenant compte du rapport de transformation K_{tr}, est donnée par l'égalité:

$$I_1 = \frac{\pi}{2\sqrt{2}}\,\frac{1}{K_{tr}} I_d = 1,11\,\frac{1}{K_{tr}} I_d, \tag{1.26}$$

où $K_{tr} = \frac{w_1}{w_2}$.

Pour pouvoir choisir un transformateur il faut d'abord déterminer les puissances théoriques des enroulements, produits des valeurs efficaces du courant par celles de la tension, ainsi que la puissance théorique (puissance type) du transformateur égale à la demi-somme des puissances théoriques des enroulements primaires et secondaires.

Dans le montage considéré, la puissance théorique des enroulements secondaires du transformateur a pour valeur:

$$S_2 = 2E_2I_2 = 2\frac{\pi}{4} U_d I_d \frac{\pi}{2\sqrt{2}} = 1,74 P_d, \tag{1.27}$$

celle de l'enroulement primaire est

$$S_1 = U_1 I_1 = \frac{\pi^2}{8} I_d U_d = 1{,}23 P_d, \qquad (1.28)$$

et celle du transformateur est

$$S_{tr} = \frac{S_1 + S_2}{2} = 1{,}48 P_d. \qquad (1.29)$$

Le coefficient numérique de P_d indique le nombre par lequel on aurait pu multiplier la puissance de sortie du transformateur si ses enroulements secondaires avaient été parcourus par un courant purement sinusoïdal, c'est-à-dire en l'absence de diodes. La présence de diodes est liée au passage dans les enroulements secondaires de courants unidirectionnels dont la valeur efficace, qui détermine l'échauffement des enroulements, dépasse la valeur moyenne du courant qui conditionne la puissance utile du redresseur dans une plus grande mesure qu'avec le courant alternatif.

b) Montage en pont avec une charge purement ohmique

Le montage en pont de la figure 1.24,*a* est analogue au pont de Wheatstone dans lequel les résistances ont été remplacées par des diodes.

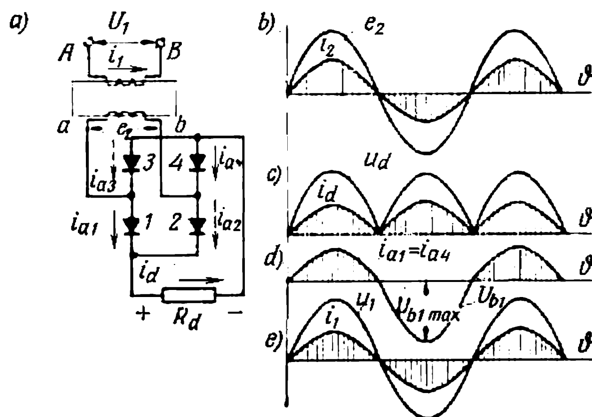


Fig. 1.24. Redresseur des deux alternances en pont :

a—schéma ; *b*—tension et courant dans l'enroulement secondaire ; *c*—tension et courant de charge ; *d*—courant dans la diode et tension inverse ; *e*—tension et courant dans l'enroulement primaire

A l'une des diagonales du pont est connecté l'enroulement secondaire du transformateur et à l'autre la résistance de charge. Lorsque les tensions correspondent l'une à l'autre de facon adéquate, le pont peut être branché sur un réseau à courant alternatif sans l'uti-

lisation d'un transformateur (lorsqu'il n'est pas indispensable d'isoler le circuit à courant alternatif du circuit à courant continu). C'est l'un des avantages importants du montage en pont.

Les diodes sont branchées de sorte que durant une alternance le courant passe par une paire de diodes dans le sens indiqué par des flèches continues et durant l'alternance suivante il passe par l'autre paire de diodes dans le sens marqué par des flèches en pointillé. Durant toute la période, le courant i_d passe par la résistance de charge R_d dans un seul sens (fig. 1.24,*c*). L'enroulement secondaire du transformateur est traversé par un courant purement sinusoïdal (fig. 1.24,*b*).

Dans ce montage, le point de connexion des cathodes constitue le pôle positif et le point de connexion des anodes, le pôle négatif.

Les valeurs moyennes de la tension redressée et du courant passant par la diode sont les mêmes que dans le montage précédent.

La tension inverse dans un montage en pont est déterminée par la tension de phase puisque la diode qui durant l'alternance considérée ne laisse pas passer le courant se trouve connectée à l'enroulement secondaire du transformateur par l'autre diode en fonctionnement dont on peut négliger la chute de tension interne. Pour cette raison :

$$U_{b\,\max} = \sqrt{2}\,E_2 \approx \frac{\pi}{2}\,U_d. \qquad (1.30)$$

Il résulte des formules (1.22) et (1.30) que, pour la même valeur de la tension redressée U_d, la tension inverse dans un montage en pont est deux fois inférieure à celle d'un montage à prise médiane. C'est un autre avantage du montage en pont.

La courbe de courant primaire (fig. 1.24,*e*) est la même que la courbe de courant secondaire. Pour cette raison, $i_1 = i_2 \frac{1}{K_{tr}}$. La valeur du courant primaire est liée à la valeur moyenne du courant dans la diode par le même coefficient $\frac{\pi}{2\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{K_{tr}} = 1{,}11 \frac{1}{K_{tr}}$ que lors du montage à prise médiane.

Les puissances de l'enroulement primaire et de l'enroulement secondaire et, par conséquent, la puissance théorique du transformateur sont égales entre elles conformément à la formule (1.28) et ont pour valeur :

$$S_2 = S_1 = S_{tr} = 1{,}23 P_d. \qquad (1.31)$$

Dans ce montage le coefficient de puissance théorique (1,23) est également supérieur à l'unité puisque la différence existe entre la valeur efficace et la valeur moyenne du courant.

Une puissance théorique plus faible, caractéristique d'une meilleure utilisation du transformateur, est le troisième avantage du montage en pont.

L'inconvénient du montage en pont consiste en ce qu'il comprend quatre diodes (et, avec le branchement en série des diodes, quatre branches de diodes) tandis que le montage à prise médiane n'en comporte que deux.

Suivant le prix des diodes (en tenant compte des dispositifs auxiliaires, y compris les transformateurs de chauffage) et du transformateur principal on préfère l'un ou l'autre montage.

Dans le cas où l'on peut se passer du transformateur ou lorsque pour obtenir la tension inverse requise on est obligé de monter une branche avec plusieurs éléments connectés en série (par exemple, des diodes à semi-conducteurs), le montage en pont est plus avantageux car le nombre total de diodes est le même que dans le montage à prise médiane mais le transformateur a une puissance moindre.

c) Fonctionnement du redresseur lorsque le circuit de charge comporte une f.é.m. en opposition

Un tel genre de charge est fréquent. C'est, en particulier, le cas des moteurs électriques, des dispositifs de charge, des accumulateurs, des condensateurs de grande capacité, etc. Dans le montage pour redressement des deux alternances (fig. 1.25,*a*) la charge peut être constituée par une batterie d'accumulateurs de tension E_0 ou par

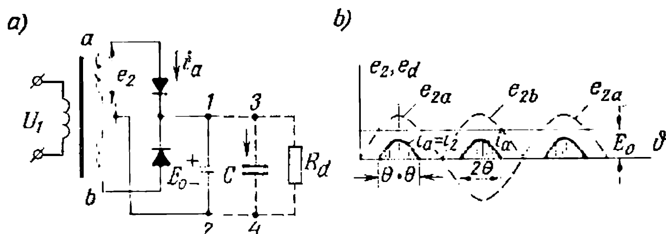


Fig. 1.25. Redresseur des deux alternances avec une charge comportant une f.é.m. en opposition:
a—schéma; *b*—courants dans les diodes et tension aux bornes de la charge

un condensateur de grande capacité monté en parallèle sur une grande résistance de charge R_d. Le régime de fonctionnement du montage avec ce genre de charge est à peu près le même et est approximativement caractérisé par les diagrammes des tensions et du courant de la figure 1.25,*b*. La courbe de la tension redressée donne la tension à vide du redresseur, tant que le circuit de charge est ouvert.

Lorsqu'un récepteur comprenant une f.é.m. propre E_0 est branché, la tension de sortie est donnée par une droite parallèle à l'axe des abscisses. Sous charge, les courants passent par les diodes durant les fractions des alternances positives lorsque e_2 est supérieure à E_0.

La valeur instantanée du courant a pour expression:

$$i_a = \frac{e_2 - E_0}{nr_a + r_{tr}} = \frac{e_2 - E_0}{r}, \qquad (1.32)$$

où nr_a est la résistance interne de n diodes connectées en série;
r_{tr} la somme des résistances ohmiques des enroulements secondaire et primaire, ce dernier étant ramené au nombre de spires w_2.

La durée de passage du courant i_a est déterminée par la double valeur de l'angle θ appelé *angle de coupure* (ou de passage). On peut le trouver par l'égalité:

$$\cos\theta = \frac{E_0}{\sqrt{2}\,E_2}. \qquad (1.33)$$

Le fonctionnement d'un redresseur chargeant un condensateur de grande capacité, lorsque la résistance R_d est grande, est à peu près analogue.

Pour le genre de charge examiné, les grandeurs de départ nécessaires au calcul du redresseur sont généralement E_0 et la valeur moyenne du courant redressé I_d tandis que la tension E_2 et cos θ sont les valeurs cherchées.

On peut trouver la valeur de E_2 lorsque celles de I_d et de U_d sont connues. A cette fin, déterminons d'abord la valeur moyenne du courant redressé:

$$I_d = \frac{1}{\pi}\int_{-\theta}^{+\theta} i_a\, d\vartheta = \frac{2\sqrt{2}\,E_2}{\pi r}(\sin\theta - \theta\cos\theta), \qquad (1.34)$$

d'où

$$E_2 = \frac{\pi r I_d}{2\sqrt{2}\,(\sin\theta - \theta\cos\theta)}. \qquad (1.35)$$

D'après le relation trouvée et pour une valeur donnée de I_d, on peut tracer une courbe qui détermine E_2 en fonction de cos θ.

D'après l'équation (1.33) pour une valeur donnée de E_0 on peut tracer la courbe $E_2 = f(\cos\theta)$. Les coordonnées du point d'intersection de ces courbes donnent les valeurs cherchées de E_2 et de cos θ.

Après avoir déterminé E_2 et cos θ, on peut trouver les paramètres à partir desquels on choisit la diode ainsi que les valeurs des tensions, des courants et des puissances qui permettent le choix du transformateur.

§ 1.6. Ondulations de la tension redressée et lissage de la courbe de courant par des filtres

La courbe de tension redressée formée par les portions positives des sinusoïdes comprend une composante continue et une composante sinusoïdale.

Dans la plupart des récepteurs à courant continu, seules les composantes continues de la tension et du courant sont utiles. Quant aux composantes sinusoïdales U_n, qui sont des tensions d'ondulation,



Fig. 1.26. Schéma synoptique d'un ensemble redresseur (R)-filtre (F)-charge (Ch)

elles provoquent une perte inutile de puissance et parfois des perturbations. Pour cette raison, on cherche à limiter, autant que possible, les ondulations de la courbe de tension aux bornes d'entrée du circuit de charge.

On y arrive en branchant, entre les bornes de sortie du redresseur et les bornes d'entrée de la charge, un élément complémentaire qui joue le rôle d'un filtre de lissage F (fig. 1.26).

Le filtre le plus simple est un condensateur C branché en parallèle sur la résistance de charge R_d (fig. 1.27,*a*) et qui agit en association avec la résistance interne r_a du redresseur ou avec une résistance ohmique R_f ou une réactance X_f branchée dans le circuit en amont du point de dérivation.

L'effet de lissage produit par le condensateur consiste en ce qu'en shuntant par une faible réactance capacitive de valeur $\frac{1}{\omega C}$ la résistance de charge R_d qui est beaucoup plus grande, le condensateur crée dans le circuit du redresseur une forte composante capacitive de courant. Cette dernière provoque une chute de tension complémentaire dans le redresseur et dans les résistances mises en série ce qui lisse la tension de sortie u_d (fig. 1.27,*b*).

Un filtre capacitif est plus efficace dans les circuits à faible courant de charge (à grandes valeurs de R_d) car dans un tel filtre il est plus facile d'obtenir l'inégalité $\omega C \gg \frac{1}{R_d}$ même pour des valeurs peu élevées de la capacité C.

Plus fréquemment on utilise comme réactance branchée en série une inductance L (fig. 1.27,*c*). Lorsque la valeur de cette dernière est suffisamment grande, dans $X_L = \omega L$ se dissipe la plus grande partie de la composante alternative de la tension (fig. 1.27,*d*). L'inductance peut jouer le rôle d'un filtre de façon indépendante ou être utilisée avec une capacité (fig. 1.27,*e*) pour former un filtre en Γ.

Si l'inductance L est utilisée comme filtre indépendant, son efficacité est assurée seulement lorsque l'inégalité $\omega L_d \gg R_d$ est observée et pour cette raison les filtres inductifs sont employés surtout dans les circuits à faible valeur de R_d (à forts courants de charge).

Un filtre en Γ (fig. 1.27,*e*) est suffisamment efficace dans les circuits parcourus par de faibles courants puisque dans un tel filtre par

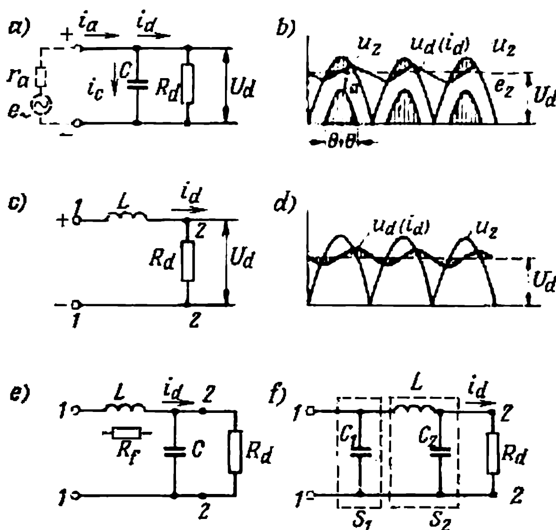


Fig. 1.27. Schémas des filtres: capacitif (*a*), inductif (*c*), en Γ (*e*), en Π (*f*); diagrammes de tension et de courant: d'un filtre capacitif (*b*), d'un filtre inductif (*d*)

l'inductance L passe aussi la composante capacitive du courant qui augmente la chute de tension dans X_L.

Un filtre capacitif avec une résistance ohmique R_f branchée en série (fig. 1.27,*e*) est utilisé surtout lorsque cette résistance (dans laquelle chute une partie notable de la tension) sert comme diviseur de tension.

Dans le cas où un filtre en Γ à valeurs acceptables de L et de C n'assure pas le lissage requis des ondulations il est complété par un autre condensateur C_1 (fig. 1.27,*f*) qui agit comme un simple filtre capacitif. Un filtre à condensateurs C_1 et C_2 est appelé filtre en Π, car ses trois éléments ressemblent à la lettre Π.

Pour choisir le type de filtre qui convient le mieux pour le récepteur donné et pour calculer ses éléments il faut connaître:

a) l'amplitude et la fréquence de la composante harmonique la plus prononcée de la tension alternative dans la courbe;

b) les ondulations admissibles à la sortie du filtre (aux bornes d'entrée du récepteur).

La fréquence fondamentale f_1 des ondulations est déterminée par la période de répétition de la composante alternative dans la courbe de tension redressée. Dans le cas général, elle est m fois supérieure à la fréquence f de la tension alternative du réseau d'alimentation ($f_1 = mf$).

En plus de l'harmonique fondamental de la tension, la courbe des ondulations comprend le spectre d'harmoniques supérieurs dont la fréquence est un multiple du rang de l'harmonique: $f_2 = 2mf$, $f_3 = 3mf$, etc.

Dans un redresseur à deux alternances, l'amplitude maximale est celle du premier harmonique (fondamental) pour lequel $m = 2$. C'est par rapport à cet harmonique qu'on calcule le filtre. Lorsque le filtre assure le lissage requis par rapport au premier harmonique on obtient dans la courbe de courant de sortie un meilleur lissage des harmoniques de rang supérieur. Ceci est obtenu grâce au fait que les réactances ωL des éléments du filtre branchés en série augmentent avec le rang d'harmonique et les capacitances $\frac{1}{\omega C}$ des éléments branchés en parallèle diminuent.

Le rapport de l'amplitude $U_{11\,\max}$ du premier harmonique à la valeur moyenne de la tension redressée U_{d1} est appelé *taux d'ondulation*. Pour un nombre de phases égal à m ce taux à la sortie du redresseur (à l'entrée du filtre) est:

$$q_1 = \frac{U_{11\,\max}}{U_{d1}} = \frac{2}{m^2 - 1}. \qquad (1.36)$$

Dans le redressement à deux alternances lorsque $m = 2$,

$$q_1 = \frac{2}{3}. \qquad (1.36a)$$

Le taux d'ondulation admissible à l'entrée du récepteur (à la sortie du filtre) est

$$q_2 = \frac{U_{12\,\max}}{U_{d2}}. \qquad (1.37)$$

Sa valeur est fixée d'avance en fonction du récepteur et du régime de fonctionnement requis.

Le rapport des taux d'ondulation à la sortie du redresseur et à l'entrée du récepteur est appelé *coefficient de lissage du filtre*:

$$s = \frac{q_1}{q_2}. \qquad (1.38)$$

Pour calculer un condensateur devant servir de filtre branché parallèlement à la charge, lorsque $U_{11\,\max} = U_{12\,\max}$, on utilise généralement, comme valeur de départ, la valeur demandée du taux

d'ondulation q_2. Lors du calcul d'une inductance destinée à servir de filtre ou des filtres en T et en Π, il est plus commode de prendre comme valeur de départ le coefficient de lissage s.

Dans le cas d'un filtre à condensateur, le courant de la diode se divise pour passer par deux branches parallèles: celle comprenant le condensateur et celle comportant la résistance de charge R_d. Puisque $\frac{1}{2\omega C} \ll R_d$, on peut admettre, sans commettre une grande erreur, que R_d est parcourue seulement par la composante continue du courant I_d et que la composante alternative passe entièrement par le condensateur C.

Pour de faibles valeurs de l'angle de coupure θ, lorsque cos θ est peu différent de l'unité (ce qui est caractéristique pour les redresseurs à filtre capacitif, fig. 1.27,*b*) on peut trouver l'amplitude du premier harmonique du courant en utilisant l'égalité:

$$I_{C\,1\,\max}=\frac{1}{\pi}\int\limits_{-\theta}^{+\theta} i_a \cos\vartheta\, d\vartheta \approx \frac{1}{\pi}\int\limits_{-\theta}^{+\theta} i_a\, d\vartheta = I_d. \qquad (1.39)$$

Dans ce cas l'amplitude de la composante alternative de la tension aux bornes du condensateur a pour valeur:

$$U_{C\,1\,\max}=\frac{1}{2\omega C} I_{C\,1\,\max}=\frac{1}{2\omega C} I_d, \qquad (1.40)$$

où ω est la pulsation de la tension sinusoïdale alimentant le redresseur.

Puisque dans le montage considéré (fig. 1.27,*b*) $U_{d1} = U_{d2} = U_d$ et $U_{C1\max} = U_{12\max}$, il résulte des formules (1.37) et (1.40) que:

$$C=\frac{1}{2\omega q_2}\cdot\frac{I_d}{U_d}=\frac{1}{2\omega q_2}\cdot\frac{1}{R_d}. \qquad (1.41)$$

Dans le montage pour redressement à une alternance, la capacité du condensateur C est égale à quatre fois la valeur obtenue par la formule (1.41) pour le redressement à deux alternances, car la fréquence des oscillations qui apparaît dans la formule (1.40) est deux fois inférieure tandis que l'amplitude du courant est deux fois supérieure à I_d ($I_{a\,1\max} = 2I_d$).

Avec un filtre inductif (fig. 1.27,*c*), la composante alternative de la tension est répartie entre l'inductance X_L du filtre et la résistance de charge R_d. Lorsque $X_L \gg R_d$ les oscillations de la tension redressée aux bornes de la résistance R_d sont petites (fig. 1.27,*d*).

Dans le redressement à deux alternances à filtre inductif, le coefficient de lissage a pour valeur:

$$s=\frac{U_{11\max}}{U_{12\max}}=\frac{I_{1\max}\sqrt{R_d^2+(2\omega L)^2}}{I_{1\max}R_d}=\frac{\sqrt{R_d^2+(2\omega L)^2}}{R_d}. \qquad (1.42)$$

Puisque ωL est généralement beaucoup plus grand que R_d on peut négliger le terme R_d^2. En tenant compte de la formule (1.36a) on tire de (1.42) :

$$L = \frac{sR_d}{2\omega} = \frac{q_1 R_d}{2q_2\omega} = \frac{R_d}{3q_2\omega}. \qquad (1.43)$$

Lorsqu' une valeur très petite du taux d'ondulation q_2 est demandée, la capacité du condensateur C ou l'inductance de la bobine L utilisés comme filtres élémentaires peuvent s'avérer trop grandes. Dans ce cas, il convient d'utiliser un filtre en Γ (fig. 1.27,*e*) ou en Π (fig. 1.27,*f*).

Le calcul d'un filtre en Γ du type LC à partir de son impédance complexe et du rapport des tensions à l'entrée et à la sortie du filtre donne :

$$LC = \frac{s}{4\omega^2}, \qquad (1.44)$$

où L est l'inductance, en H;
C la capacité, en F.

Pour un filtre en Γ du type $R_f C$ (fig. 1.27,*e*), on utilise, comme critère de choix, la chute de tension admissible dans la résistance R_f provoquée par la composante continue du courant. Généralement, $I_d R_f$ = 10 à 20 % de U_d.

La capacité d'un tel filtre pour $m = 2$ peut être calculée à partir de l'égalité

$$C \approx \frac{s(R_f + R_d)}{2\omega R_f R_d}. \qquad (1.45)$$

Le calcul des filtres plus complexes peut être fait d'après les coefficients de lissage partiels s_1, s_2, etc., qui se rapportent aux cellules du filtre. Le coefficient de lissage résultant est :

$$s = s_1 s_2 \ldots . \qquad (1.46)$$

§ 1.7. Caractéristique externe d'un redresseur

L'existence de résistances ohmiques des enroulements du transformateur et des éléments série du filtre de lissage ainsi que la chute de tension interne dans les diodes font qu'avec l'accroissement du courant de charge la tension de sortie du redresseur diminue.

La relation graphique entre la valeur moyenne de la tension de sortie U_d et la valeur moyenne du courant de sortie I_d représente la caractéristique externe du redresseur.

Avec une charge purement ohmique cette caractéristique est donnée par l'équation :

$$U_d = E_d - \left(\sum \Delta U_a + I_a r_{tr} + I_d R_f\right), \qquad (1.47)$$

où $\sum \Delta U_a$ est la valeur moyenne de la tension perdue dans les diodes parcourues alternativement par le courant du redresseur;

$I_a r_{tr}$ est la valeur moyenne de la chute de tension dans les enroulements du transformateur ramenée à l'enroulement primaire.

La figure 1.28 montre une famille de courbes expérimentales des caractéristiques externes d'un redresseur à deux alternances comportant un kénotron bianodique (relevées pour $E_{2m} = 390$ V). La caractéristique *1* se rapporte à un redresseur sans filtre et les autres caractéristiques se rapportent à des redresseurs dotés de filtres de types différents.

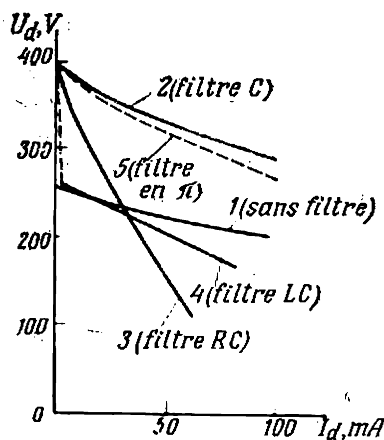


Fig. 1.28. Caractéristiques externes d'un redresseur à deux alternances sans et avec filtres de différents types

On peut utiliser comme critère de comparaison des caractéristiques la tension à vide $U_{d0} = E_d$ ainsi que la forme et la pente de la caractéristique.

En l'absence de filtre la tension à vide, conformément à la formule (1.17), est égale à la valeur moyenne de la tension redressée:

$$E_d = \frac{2\sqrt{2}}{\pi} E_2 = 0{,}9E_2. \qquad (1.48)$$

Si la résistance interne r_a du kénotron était indépendante du courant, la caractéristique externe *1* serait une droite de pente déterminée par la somme des résistances r_a et r_{tr}. Un écart de la caractéristique externe d'une droite est dû à la relation non linéaire entre r_a et I_a.

Avec un filtre *C*, la tension à vide (courbe *2*) est déterminée par la valeur maximale de la tension alternative $E_{2\,max}$ égale à 390 V. C'est à cette tension que se charge le condensateur en l'absence de courant de charge.

Avec l'apparition d'un courant de charge, la caractéristique externe décline plus rapidement qu'en l'absence de filtre *C*, puisqu'en plus de r_a et r_{tr} la tension de sortie est influencée par la diminution de la tension au cours de la décharge du condensateur (voir fig. 1.27,*b*).

La pente de la caractéristique externe est particulièrement rapide avec un filtre *RC* (courbe *3*). Ceci est dû à la chute de tension qui augmente rapidement dans la résistance de filtre R_f lorsque la composante continue du courant croît.

La particularité de la caractéristique externe d'un redresseur muni d'un filtre *LC* (courbe *4*) est l'existence d'une portion initiale se situant au domaine de faibles courants qui tombe rapidement. Dans ce domaine, le courant d'aimantation du filtre inductif *L* est encore insuffisant pour que la chute de tension inductive influe de façon notable sur l'allure de la courbe de tension redressée. Pour cette raison, la valeur initiale de la tension redressée, comme pour un filtre capacitif, est déterminée par la valeur proche de l'amplitude de la tension ondulée de sortie (voir fig. 1.27,*a*). Ensuite, au fur et à mesure que le courant d'aimantation croît, avec la composante continue du courant de charge augmente la chute de tension inductive dans le filtre *L*, ce qui provoque (voir fig. 1.27,*d*) une diminution progressive de la valeur moyenne de la tension U_d.

Une chute un peu plus élevée de la caractéristique externe du redresseur avec un filtre *LC* est due à l'accroissement de la résistance ohmique dans le circuit puisqu'un filtre inductif présente aussi une résistance ohmique. La tension à vide et la pente de la caractéristique externe d'un redresseur à filtre en Π (courbe *5*) sont proches de celles d'un redresseur équipé d'un filtre capacitif. Ceci signifie que l'allure de la caractéristique externe est influencée surtout par la première capacité du filtre en Π.

D'après la pente de la caractéristique externe on peut évaluer la résistance de sortie (interne) du redresseur. Plus la pente de la caractéristique est faible, plus la résistance de sortie du redresseur est petite.

§ 1.8. Stabilisateurs de tension de type paramétrique

La baisse de la caractéristique externe avec l'accroissement de la charge du redresseur et la variation de la tension de sortie due aux fluctuations de la tension du réseau alimentant le redresseur conduisent à ce que la tension d'entrée des récepteurs de courant redressé ne reste pas stable. Pour de nombreux récepteurs de telles fluctuations sont inadmissibles car elles perturbent le régime normal de fonctionnement.

Il devient donc nécessaire de stabiliser la tension dans des limites admissibles pour le récepteur donné. On y arrive en branchant un élément complémentaire entre le redresseur et la charge (fig. 1.29,*a*). Cet élément est appelé stabilisateur de tension.

Deux types de stabilisateurs de tension sont utilisés en pratique. Dans l'un d'eux (fig. 1.29,*b*) la stabilisation de la tension est obtenue par branchement en parallèle avec la charge d'un appareil dont la tension aux bornes reste presque invariable (lorsque le courant qui le traverse varie dans des limites admissibles). Dans ce type d'appareils la stabilisation résulte de la constance des principaux paramètres de l'appareil branché parallèlement à la charge. Pour cette raison,

les stabilisateurs de ce type sont appelés *stabilisateurs paramétriques*. Ils utilisent des *tubes stabilisateurs* et des dispositifs similaires à semi-conducteurs.

Dans l'autre type de stabilisateurs que nous examinerons au chapitre II la stabilisation est obtenue à l'aide d'appareils régulés mis en série ou en parallèle avec la résistance de charge. Le maintien de la tension de sortie à une valeur qui varie peu est obtenu par la variation automatique de la tension (du courant) dans l'appareil régulé.

Examinons les stabilisateurs de type paramétrique car les autres types de stabilisateurs (stabilisateurs à compensation) contiennent comme élément principal les amplificateurs décrits dans le chapitre II.

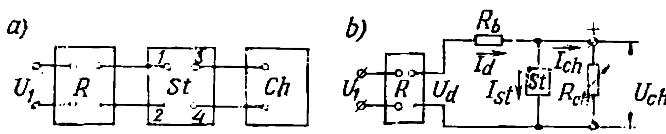


Fig. 1.29. Schéma synoptique d'un redresseur *R* avec stabilisateur de tension *St* et charge *Ch* (*a*); schéma avec stabilisateur de tension du type paramétrique (*b*)

Dans les stabilisateurs paramétriques les tubes stabilisateurs sont utilisés en combinaison avec une résistance ballast appelée résistance de stabilisation R_b mise en série avec la source d'alimentation (fig. 1.29,*b*). Cette résistance est traversée par le courant de charge I_{ch} et le courant du tube stabilisateur de tension I_{st}:

$$I_d = I_{ch} + I_{st}. \qquad (1.49)$$

Dans la résistance R_b parcourue par le courant I_d il y a une chute de tension égale à la différence de la tension du redresseur U_d et de la tension stabilisée $U_{st} = U_{ch}$:

$$I_d R_b = U_d - U_{ch}. \qquad (1.50)$$

Lorsque la tension d'alimentation subit des fluctuations, la résistance de charge R_{ch} restant invariable, c'est le courant I_{st} traversant le tube régulateur qui varie, car la moindre variation de la tension à ses bornes influe notablement sur la valeur du courant qui le traverse.

La résistance ballast R_b placée en série dans le circuit de charge doit satisfaire à l'égalité (1.50) dans les régimes limites où la tension du redresseur et le courant dans le tube régulateur de tension sont minimaux et le courant de charge maximal. On y arrive lorsque:

$$R_b = \frac{U_{d\,min} - U_{ch}}{I_{d\,max}} = \frac{U_{d\,min} - U_{ch}}{I_{ch\,max} + I_{st\,min}}. \qquad (1.51)$$

La stabilisation avec un courant de charge variable et une tension de sortie U_d constante est obtenue grâce à une répartition du courant I_d entre le circuit de charge et le tube régulateur. Le courant I_{st} diminue avec l'accroissement du courant I_{ch}, et inversement, lors de la diminution du courant I_{ch} le courant I_{st} augmente. Le courant de charge minimal admissible est limité par le courant maximal admissible du tube régulateur.

Pour stabiliser les tensions comprises entre 80 et 250 V avec faibles courants de charge, on utilise généralement les tubes stabilisateurs de tension à décharge luminescente et pour des tensions plus élevées les tubes à décharge en effluve. Pour des tensions à stabiliser de l'ordre de 100 V on utilise des régulateurs de tension à silicium (diodes Zener).

Nous allons nous limiter à l'examen des tubes stabilisateurs de tension à décharge luminescente et des stabilisateurs de tension à semi-conducteurs.

a) *Tubes stabilisateurs de tension à décharge luminescente*

La décharge luminescente est l'un des types de décharge autonome. Pour déterminer les conditions d'apparition d'une telle décharge et les limites de son existence normale nous allons examiner

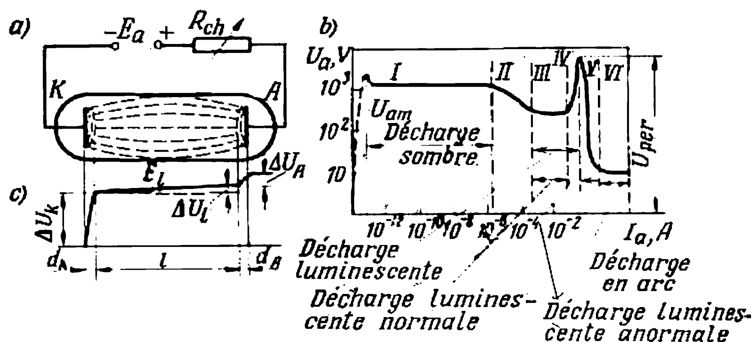


Fig. 1.30. Décharge autonome dans un tube à deux électrodes (*a*), caractéristique courant-tension complète de toutes les étapes de la décharge (*b*) et courbe de répartition des potentiels dans la décharge (*c*)

la caractéristique courant-tension de la décharge autonome. On peut l'obtenir avec un appareil à deux électrodes, à cathode froide, rempli de gaz (fig. 1.30,*a*). Lorsqu'on connecte un tel appareil à une source de tension continue et que l'on élève progressivement la tension, un courant sous forme d'une décharge électrique commence à traverser l'appareil.

Au début, le courant de décharge est très faible et sa valeur dépend de la tension appliquée et des agents extérieurs (radiation cosmique et rayonnement radioactif de la terre) pénétrant à l'intérieur de l'appareil. Ce type de décharge n'est pas autonome car avec l'isolement de l'appareil de la source extérieure d'ionisation au moyen d'un blindage soigné, la décharge cesse (portion *I* en pointillé de la caractéristique de la figure 1.30,*b*).

Lorsque la tension appliquée à l'appareil atteint une valeur qui correspond au passage à la partie inclinée de la caractéristique, la décharge devient autonome, c'est-à-dire qu'elle devient indépendante de l'ionisation extérieure. On distingue trois types de décharge autonome: *décharge de Townsend* (ou régime sombre), *décharge luminescente* et *décharge en arc*. Dans une décharge luminescente on distingue deux formes: une *décharge luminescente normale* et une *décharge luminescente anormale.*

Aux principaux types de décharge autonome correspondent les portions presque horizontales *I*, *III*, et *VI* de la caractéristique courant-tension de la décharge. La portion montante *IV* correspond à la décharge luminescente anormale. Les portions intermédiaires se rapportent aux stades transitoires de la décharge.

A chaque type de décharge correspond une gamme déterminée de tensions et de courants (plus précisément, de densité de courant de cathode). On peut juger des valeurs absolues des tensions et des courants qui dépendent du matériau de la cathode, de la distance entre les électrodes, de la composition et de la pression du gaz d'après les échelles de courants et de tensions portées (pour une série d'appareils) sur les axes de coordonnées.

Ainsi, pour une décharge de Townsend (portion *I*) sont caractéristiques de très faibles courants évalués en microampères et des tensions suffisamment élevées comprises entre plusieurs centaines et plusieurs milliers de volts. A ces tensions correspond un champ suffisamment intense qui s'établit à l'intérieur de l'appareil et qui est réparti lors d'une décharge de Townsend de façon plus ou moins uniforme dans tout l'intervalle entre les électrodes. Ce champ accélère les électrons qui, entrant en collision avec les atomes du gaz, les excitent et les ionisent. Le nombre total de rencontres suivies d'excitation et d'ionisation dans une décharge de Townsend est relativement petit puisque les flux d'électrons sont peu intenses. Pour cette raison, les phénomènes d'excitation et de retour à l'équilibre des atomes excités (ce qui est lié à l'émission de photons) sont rares. La luminescence de la décharge est faible ce qui est à l'origine de l'appellation « décharge sombre ».

Dans une décharge luminescente des courants qui se chiffrent par dizaines et même par centaines de milliampères et la tension aux bornes de l'appareil comprise entre 60 volts et plusieurs centaines de volts sont caractéristiques. Lors de la décharge luminescente le champ

à l'intérieur de l'appareil est réparti de façon non uniforme. D'après l'allure de la courbe de potentiel (fig. 1.30,*c*), l'espace entre les électrodes peut être divisé en trois zones caractéristiques de la même façon que lors d'une décharge en arc non autonome (fig. 1.8,*b*): 1) zone cathodique d_K, 2) colonne de décharge l, 3) zone anodique d_A.

Les phénomènes se produisant dans le domaine cathodique sont à la base de l'existence de la décharge. Les autres domaines peuvent ne pas exister lors de la décharge. Ils n'apparaissent que lorsque la distance entre l'anode et la cathode dépasse la longueur de la zone cathodique de la décharge.

Le champ dans la zone cathodique de la décharge luminescente est caractérisé par une chute de tension relativement grande ΔU_K. Il est créé et maintenu par les ions qui prennent naissance au voisinage de la cathode lors de l'ionisation des atomes de gaz par les électrons quittant la cathode. Ces électrons sont émis par la cathode lorsque sa surface est bombardée par les ions positifs, ainsi que par les photons et les atomes métastables qui tombent sur la cathode.

Les phénomènes qui prennent naissance dans la zone cathodique lors d'une décharge luminescente représentent un cycle fermé, indépendant de la partie restante de la charge. Ce cycle comprend le mouvement des ions vers la cathode et le mouvement opposé des électrons quittant la cathode sous l'effet des chocs dus aux ions. Lors de l'ionisation des atomes de gaz par les électrons, de nouveaux ions apparaissent qui remplacent ceux qui ont émigré. L'existence indépendante du cycle cathodique rend possible la décharge luminescente lorsque la zone cathodique d_K est seule présente.

Les phénomènes qui se déroulent dans la colonne de décharge et dans la zone anodique ne diffèrent qualitativement pas de ceux ayant lieu dans les mêmes zones lors d'une décharge en arc non autonome (voir § 1.3). Ces phénomènes sont liés à la formation de canaux de conduction dans l'espace entre les électrodes hors de la zone cathodique de la décharge.

Dans une décharge luminescente normale permanente la chute de tension cathodique ΔU_K acquiert une valeur déterminée qui dépend du matérieu de la cathode et de la composition du gaz. Pour cette valeur de ΔU_K, les ions accélérés par le champ portent une énergie qui assure l'intensité requise pour l'émission d'électrons par la cathode et la relation nécessaire entre le nombre d'électrons quittant la cathode et le nombre d'ions qui bombardent cette dernière s'établit.

Dans une décharge luminescente normale la densité spécifique de courant de cathode j_{K0} [densité de courant rapportée à la pression du gaz $p_0 = 13{,}3$ mN/cm² (1 mm de colonne de mercure)] prend aussi une valeur bien déterminée. Pour des pressions de gaz qui diffèrent de cette valeur, la densité de courant de cathode pour une décharge

luminescente normale est:

$$j_{\text{k}} = j_{\text{k0}} \left(\frac{p}{p_0} \right)^2 . \qquad (1.52)$$

La densité de courant cathodique et la pression dans une décharge luminescente normale étant constantes, il s'ensuit que l'aire de surface cathodique laissant passer le courant croît proportionnellement à la valeur du courant. (On peut le constater d'après la luminescence du gaz à la surface de la cathode.)

Lorsque toute la surface de la cathode commence à laisser passer le courant, la décharge luminescente normale devient anormale. Cette dernière est caractérisée par une chute de tension croissante dans la zone cathodique accompagnée par un accroissement de la densité spécifique de courant sur toute la surface de la cathode.

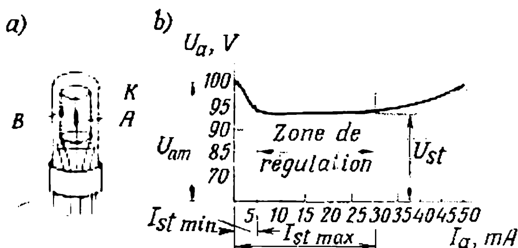


Fig. 1.31. Tube stabilisateur de tension à décharge luminescente (*a*) et sa caractéristique courant-tension (*b*)

Dans les tubes stabilisateurs de tension à décharge luminescente on utilise une décharge normale qui correspond à la portion presque horizontale de la caractéristique courant-tension. Les ordonnées de cette portion déterminent la tension d'entretien de la décharge. Cette tension diffère peu de la chute de tension cathodique parce que dans la plupart des types de tubes stabilisateurs à décharge luminescente la distance entre les électrodes n'est que légèrement supérieure à la longueur normale de la zone cathodique d_{k}. Dans ce cas, la colonne et la zone anodique de la décharge n'apparaissent pas dans l'appareil.

La valeur maximale admissible du courant d'un tube stabilisateur de tension est limitée par la valeur qu'il prend au passage à la décharge luminescente anormale.

Un tube stabilisateur à décharge luminescente de type industriel est schématisé par la figure 1.31,*a*. Dans un ballon hermétiquement fermé et rempli, après le pompage de l'air et des autres gaz moléculaires, avec du néon additionné d'argon, se trouvent une cathode cylindrique *K* et une anode intérieure coaxiale en tige *A*. La grande surface de cathode permet d'élever la limite supérieure du courant de stabilisation. La pression du gaz dans les tubes stabilisateurs de tension est généralement comprise entre 270 et 400 mN/cm² (20 à 30 mm de colonne de mercure) afin d'obtenir une densité suffisamment élevée de courant cathodique.

La figure 1.31,*b* montre la caractéristique courant-tension d'un tube stabilisateur de tension. La partie quasi-horizontale de la caractéristique détermine les valeurs limites du courant de stabilisation $I_{st\ min}$ et $I_{st\ max}$. Les valeurs numériques admissibles de $I_{st\ min}$ sont de 1 à 3 mA et les valeurs de $I_{st\ max}$, de 30 à 35 mA. Les ordonnées de la portion médiane de la caractéristique courant-tension correspondent à la tension nominale de stabilisation U_{st}.

La pente de la caractéristique dans la portion utile détermine la résistance différentielle (dynamique) du tube stabilisateur. Cette grandeur caractérise la qualité de stabilisation en régime de variation du courant de charge. Plus la résistance différentielle est faible, plus les fluctuations de la tension stabilisée lors des variations du courant de charge sont réduites.

La tension d'amorçage U_{am} de la décharge luminescente est déterminée par la limite de passage de la décharge non autonome à la décharge autonome de Townsend.

L'industrie soviétique délivre sur le marché des tubes stabilisateurs de tension à décharge luminescente prévus pour l'échelle normalisée de tensions de 60 à 250 V. Lorsqu'il est nécessaire de stabiliser des tensions plus élevées on connecte les tubes en série.

On trouve dans les catalogues et les aide-mémoire l'énumération des tubes stabilisateurs de tension à décharge dans les gaz et leurs paramètres.

b) *Diodes semi-conductrices de stabilisation de tension*

Les fonctions des diodes semi-conductrices de stabilisation de tension sont remplies par des diodes au silicium (voir § 1.4) à teneur accrue en impuretés donatrices et réceptrices. Grâce à la concentration élevée en porteurs (électrons et trous) la jonction *p-n* est suffisamment étroite. Pour cette raison, on obtient, même pour des tensions inverses relativement petites dans la jonction *p-n*, une intensité du champ électrique tellement grande que le passage direct des électrons d'une couche du semi-conducteur à l'autre (effet tunnel) ou la multiplication en avalanche des porteurs devient possible. Dans les deux phénomènes, dès que la tension inverse atteint une certaine valeur critique, le courant inverse croît très rapidement comme le montre la branche négative de la caractéristique courant-tension qui s'incline vers le bas de façon très rapide (fig. 1.32,*a*). Le phénomène d'accroissement du courant est de nature réversible de sorte qu'avec la diminution de la tension le courant inverse revient à sa valeur initiale.

La branche négative de la caractéristique courant-tension de pente élevée est utilisée comme portion de travail en cas d'emploi des diodes au silicium comme diodes de stabilisation. La caracté-

ristique courant-tension d'une telle diode est indiquée dans sa représentation normale par la figure 1.32,*b*. Sa portion plane est limitée à gauche par la valeur minimale admissible du courant de stabilisation $I_{st\ min}$ et à droite, par sa valeur maximale admissible $I_{st\ max}$.

Le minimum du courant $I_{st\ min}$ est limité par un fort accroissement de la résistance différentielle de la diode ainsi que par l'accroissement relatif de l'amplitude des oscillations chaotiques

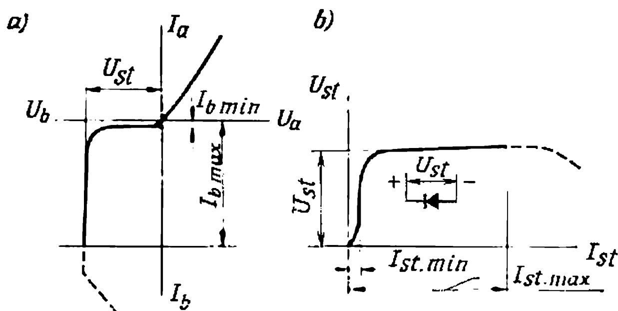


Fig. 1.32. Caractéristiques courant-tension d'une diode de stabilisation au silicium : caractéristique complète (*a*) et caractéristique de travail (*b*)

internes (du bruit). Le courant maximal $I_{st\ max}$ est limité par la puissance maximale transformée en chaleur dissipable par la diode.

Le courant maximal de stabilisation dans les diodes stabilisatrices au silicium de types usuels varie, selon le type de la diode, entre 20 mA et 1,4 A et le courant minimal de stabilisation, entre 1 et 3 mA.

La gamme de tensions nominales des diodes stabilisatrices est comprise entre 6 et 100 V. La résistance différentielle des diodes stabilisatrices à semi-conducteurs de différents types est comprise entre 20 et 50 ohms.

Parmi les principaux paramètres des diodes stabilisatrices de tension à semi-conducteurs il faut citer aussi le coefficient de température de stabilisation. Il est déterminé par la variation de la tension aux bornes de la diode qui correspond à une variation de 1 °C de la température du milieu ambiant. Le coefficient de température des diodes stabilisatrices au silicium peut être positif ou négatif et il varie entre 0,05 et 0,15 %/°C.

On trouve dans les catalogues et aide-mémoire l'énumération des diodes semi-conductrices de stabilisation de tension et leurs paramètres.

§ 1.9. Indicateurs à décharge luminescente

Les indicateurs à décharge luminescente permettent d'assurer le contrôle visuel de l'état des circuits et appareils électriques ainsi que l'enregistrement visuel des variations numériques des grandeurs à contrôler.

La luminescence dans ces indicateurs apparaît grâce à la transformation en énergie lumineuse d'une partie de la puissance électrique fournie à l'appareil.

Afin de dépenser une puissance électrique minimale pour obtenir une brillance suffisante pour l'observation à distance, on utilise

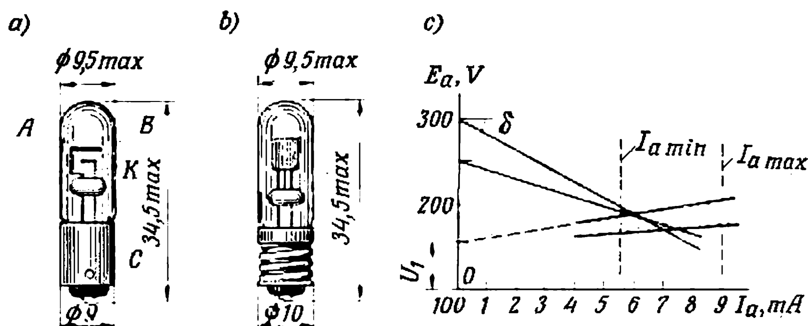


Fig. 1.33. Indicateurs à décharge luminescente (tubes au néon) à culot à baïonnette (*a*), à culot à vis (*b*) et détermination graphique de la résistance de protection (*c*)

dans la plupart des indicateurs lumineux à décharge luminescente la lueur cathodique. Elle permet de se limiter à la formation dans le tube seulement de la zone cathodique de la décharge et d'avoir de cette façon des appareils de dimensions réduites (fig. 1.33,*a* et *b*).

Pour obtenir une brillance élevée, on remplit les indicateurs avec du néon ou avec du néon auquel on ajoute une petite quantité d'argon. Pour cette raison les indicateurs lumineux sont appelés parfois tubes au néon.

Les indicateurs lumineux sont fabriqués avec deux ou plusieurs électrodes. Dans les indicateurs du dernier type les cathodes ont généralement la forme de chiffre et on les appelle tubes indicateurs numériques.

Nous n'allons examiner que les indicateurs lumineux à deux électrodes. Quant aux tubes numériques, ils seront décrits avec d'autres types d'appareils à électrodes multiples dans le chapitre VI.

Les indicateurs lumineux à deux électrodes se distinguent par la nature de la tension d'alimentation ainsi que par les dimensions et la forme des électrodes.

Deux indicateurs miniatures (types TH-0,2 et TH-0,3) sont représentés sur la figure 1.33,*a* et *b*. Ils diffèrent par la forme des électrodes et du culot.

Dans l'indicateur type TH-0,2 (fig. 1.33,*a*) prévu pour être alimenté en tension continue, les électrodes ne sont pas symétriques.

La cathode *K* se présente sous forme d'un disque en nickel recouvert d'oxyde. L'anode *A* a la forme d'un anneau. Le rayonnement passe par la coupole du ballon *B*. Pour former un flux lumineux parallèle, une lentille optique est scellée dans la coupole. Le culot *C* est prévu pour une douille à baïonnette.

Dans l'indicateur miniature du type TH-0,3 (fig. 1.33,*b*) alimenté également en tension continue, les électrodes sont cylindriques. La cathode est oxydée. L'anode est un fil de nickel de 3 mm de diamètre. Les indicateurs des types TH-0,2 et TH-0,3 sont utilisés comme appareils de signalisation dans différents dispositifs, y compris les schémas mnémoniques de tableaux de commande.

La distance entre les électrodes dans les indicateurs lumineux est choisie de façon à limiter la décharge à sa zone cathodique et à assurer l'amorçage de la décharge pour une échelle normalisée de tensions du réseau.

La tension d'entretien de la décharge et la densité de courant aux électrodes (dont dépend le choix des surfaces utiles) sont prévues pour une décharge luminescente anormale car pour conserver la constance de la surface luminescente il faut que toute la surface utile le soit.

La tension d'amorçage d'une décharge luminescente est toujours supérieure (de 20 à 40 V environ) à la tension d'entretien de la décharge et pour cette raison, afin d'éviter les surintensités, l'indicateur lumineux est connecté en série avec une résistance de protection (résistance ballast). Dans les indicateurs de dimensions normales (type TH-20 et TH-30) cette résistance est incorporée dans le culot.

Il est commode de déterminer la valeur de la résistance de protection R_{pr} en utilisant la méthode graphique de calcul de la figure 1.33,*c*. On y a porté les caractéristiques limites courant-tension déterminant ainsi la zone de leur dispersion possible due à l'instabilité du pouvoir émissif de la cathode ainsi qu'à la diminution de la densité (de la pression) du gaz par suite de son absorption par les parois. Les lignes verticales en pointillé marquent les valeurs minimales et maximales admissibles du courant cathodique. Le minimum de courant est lié à la nécessité d'avoir une lueur sur toute la surface de la cathode, tandis que le maximum est dicté par les normes admissibles de pulvérisation de la cathode au cours de l'exploitation de l'appareil qui déterminent la vie de ce dernier.

Les droites de charge partant des points correspondant aux valeurs possibles de la tension d'alimentation de l'indicateur doivent

couper les caractéristiques limites courant-tension à l'intérieur d'une zone limitée par les lignes verticales en pointillé $I_{a\ max}$ et $I_{a\ min}$.

A partir de la pente δ des droites de charge on établit les valeurs admissibles des résistances de protection et la plage permise des variations de la tension d'alimentation.

§ 1.10. Schémas types d'alimentation des équipements électroniques

Après avoir étudié des appareils faisant partie des ensembles d'alimentation de dispositifs de faible puissance, examinons deux

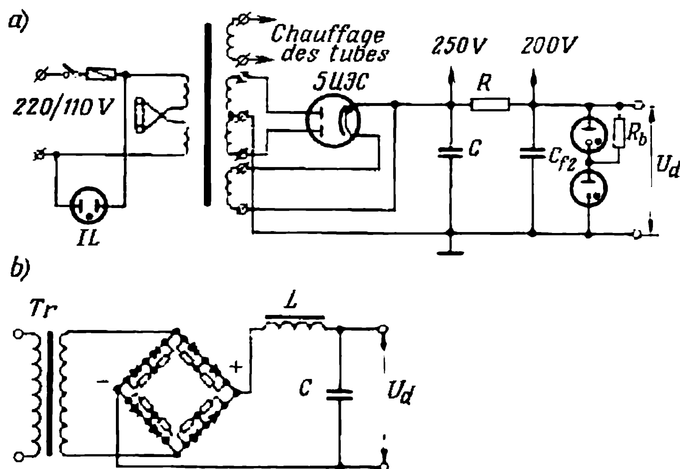


Fig. 1.34. Schémas des redresseurs de faible puissance à kénotron (*a*) et à soupapes semi-conductrices (*b*)

schémas complets d'un tel ensemble. Dans l'un de ces schémas on utilise comme soupapes des kénotrons (fig. 1.34,*a*) et dans l'autre des diodes semi-conductrices (fig. 1.34,*b*).

Dans le montage de la figure 1.34,*a* le redresseur est exécuté à point milieu sorti. Au lieu de deux kénotrons à une anode on utilise un kénotron à deux anodes ce qui permet de réduire le nombre d'éléments utilisés dans le montage. Les circuits anodiques du kénotron et le circuit de chauffage sont alimentés à partir d'enroulements secondaires distincts du transformateur. Un enroulement secondaire supplémentaire alimente les circuits de chauffage des autres appareils électroniques faisant partie du dispositif. Pour lisser les courbes de courant on utilise un filtre en Π dont la résistance ohmique joue en même temps le rôle de diviseur de tension (250 et 200 V). Pour stabiliser la tension, le montage comporte deux tubes stabilisateurs de

tension à décharge, mis en série. La connexion du tube stabilisateur inférieur par l'intermédiaire d'une grande résistance ballast R_b facilite l'amorçage de la décharge dans les deux tubes stabilisateurs.

L'indicateur lumineux *IL* met en évidence la présence de la tension d'alimentation aux bornes du redresseur (en particulier, l'état de son coupe-circuit qui protège le circuit d'alimentation contre les courts-circuits.)

On fabrique des redresseurs de faible puissance à kénotrons pour des tensions atteignant 1000 V et une puissance de sortie de plusieurs centaines de watts.

Les redresseurs à haute tension utilisés pour l'alimentation des tubes à rayons X et des microscopes électroniques sont fabriqués pour des tensions allant jusqu'à 200 kV et même plus et une puissance de sortie atteignant quelques dizaines de kW.

Dans le schéma de la figure 1.34,*b* les soupapes sont montées en pont. Chaque branche du pont comporte deux soupapes au germanium en série car la tension inverse supportée par une seule soupape est insuffisante pour obtenir la tension redressée requise. Pour assurer une répartition uniforme de la tension entre les soupapes, ces dernières sont shuntées par des résistances ohmiques.

Pour lisser les ondulations de tension on a utilisé un filtre *LC* en Γ. L'utilisation d'un filtre à condensateur connecté directement à la sortie du redresseur, lorsque les soupapes présentent une faible résistance interne, est à bannir parce que de forts courants de charge de condensateur peuvent provoquer une surcharge des soupapes.

Les redresseurs de faible puissance à semi-conducteurs sont fabriqués pour des courants compris entre quelques fractions d'ampère et quelques dizaines d'ampères et des tensions comprises entre plusieurs dizaines de volts et quelques kilovolts.

CHAPITRE II

Tubes à trois électrodes (triodes) et multigrilles. Transistors. Amplificateurs électroniques

§ 2.1. Principe de fonctionnement des amplificateurs électroniques et leur classification

Nous avons donné dans l'introduction une idée générale du phénomène d'amplification. Avant de passer à une analyse détaillée des régimes de fontionnement des différents amplificateurs, examinons à l'aide d'un montage simplifié (fig. 2.1,*a*) les principaux éléments faisant partie d'un amplificateur ainsi que les paramètres d'après lesquels on peut classer les régimes d'amplification.

Le montage considéré comprend trois éléments principaux: un appareil amplificateur *AA*, une source d'alimentation *SA* et un récepteur de puissance représenté par une résistance R_a ou R_k.

Les fonctions d'un appareil amplificateur peuvent être remplies par un dispositif à vide poussé appelé *tube électronique* ou un dispositif à semi-conducteurs à trois électrodes, appelé *transistor*.

Un tube à trois électrodes (une triode) comporte, en plus de l'anode (plaque) *A* et de la cathode *K*, une électrode intermédiaire appelée grille. La grille joue le rôle d'une électrode de commande (*EC*).

Un transistor (fig. 2.1,*b*) comprend un émetteur *E*, une base *B* et un collecteur *C* qui jouent respectivement les mêmes rôles que l'anode, la grille et la cathode dans un tube électronique.

Si les électrodes principales (l'anode et la cathode d'un tube ou l'émetteur et le collecteur d'un transistor) sont branchées dans le circuit de la source d'alimentation en série avec une résistance de charge (fig. 2.1,*a*) et si l'électrode de commande *EC* est réunie à la source du signal (de commande) *SS*, on obtient dans l'amplificateur deux circuits: un circuit principal et un circuit de commande. Dans un tube électronique le circuit principal se ferme à travers l'intervalle anode-cathode lorsqu'il est traversé par un flux de porteurs de charge (d'électrons) et le circuit de commande se ferme à travers l'intervalle grille-cathode. Dans un transistor le circuit principal entre l'émetteur et le collecteur passe par la base.

Tant que dans le circuit de commande du tube agit seulement une tension continue E_{g0}, c'est-à-dire en l'absence de signal alternatif d'entrée e_{ent}, ce qui correspond à l'intervalle de temps t_0 (fig. 2.1,*c*), le circuit principal est parcouru seulement par un courant continu I_{a0} (fig. 2.1,*d*) appelé courant de repos. Lorsqu'un signal variable e_{ent} est appliqué à l'entrée (intervalle de temps t_1) le champ entre la grille et la cathode varie ce qui fait varier le flux de charges et par

conséquent le courant passant dans le tube de l'anode vers la cathode. Dans le circuit anodique, à la composante continue du courant se superpose alors une composante alternative du courant i_a. Un régime analogue s'établit dans un transistor où la base joue le rôle d'électrode de commande.

Dans une plage déterminée de variations de l'amplitude du signal d'entrée la composante alternative du courant reproduit dans le temps les variations du signal d'entrée.

Si le récepteur (la charge) doit recevoir seulement un courant alternatif, la résistance de charge R_{ch} est mise en parallèle avec

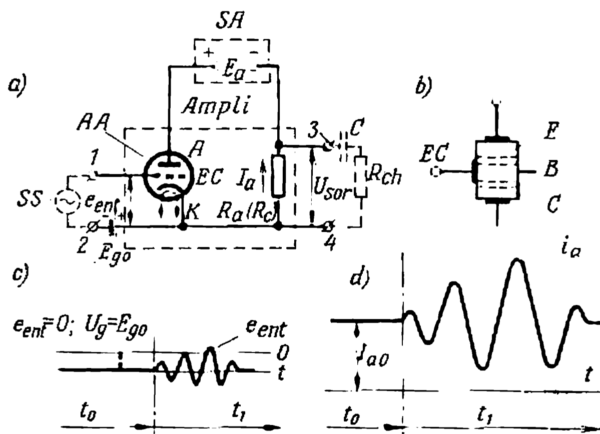


Fig. 2.1. Schéma simplifié d'un amplificateur:
a—à tube électronique; *b*—transistor; *c*—courbe du signal d'entrée; *d*—courbe du signal de sortie

R_a (R_c) par l'intermédiaire d'un condensateur C appelé condensateur de couplage. Ce condensateur est choisi de façon à présenter une capacité suffisamment grande afin que la chute de tension y soit insignifiante.

La résistance R_{ch} qui laisse passer seulement la composante alternative du courant joue généralement le rôle d'une résistance de charge et la résistance R_a (R_c) qui laisse passer surtout la composante continue du courant joue le rôle d'une résistance de régime qui permet de maintenir au niveau désiré le courant de repos I_{a0}.

Dans les amplificateurs à tubes, la résistance de régime est désignée par R_a puisqu'elle fait partie du circuit anodique du tube et dans les amplificateurs à semi-conducteurs par R_c car elle appartient au circuit de collecteur du transistor.

La fonction de l'amplificateur est de fournir à sa sortie (dans le circuit de charge) une grandeur électrique (tension, courant ou

puissance) de valeur supérieure au signal d'entrée, mais présentant la même allure de variations dans le temps que celle du signal d'entrée.

Du point de vue énergétique, on peut considérer le phénomène d'amplification comme la conversion du courant continu (et parfois du courant alternatif), obtenu à partir de la source d'alimentation, en un courant dont la variation dans le temps est déterminée par le signal de commande. La puissance de sortie et la puissance perdue dans l'appareil sont alors puisées à la source d'alimentation.

Bien que les trois grandeurs électriques (tension, intensité et puissance) sont organiquement liées entre elles par un processus énergétique unique, lors de l'analyse et du calcul des régimes d'amplification on choisit souvent comme grandeur de départ l'une d'elles et les deux autres sont considérées comme des grandeurs dérivées. Cela permet dans de nombreux cas de simplifier les relations analytiques cherchées. Le choix de l'intensité, de la tension ou de la puissance comme grandeur de départ dépend du rapport qui existe entre la résistance de l'élément précédent et celle de l'élément suivant.

Si, par exemple, la résistance interne d'un capteur $R_c \gg R_{ent}$, le capteur est considére comme source de courant (puisque les variations de R_{ent} influent peu sur la valeur du courant d' entrée de l'amplificateur) et c'est l'intensité qui est la grandeur de commande de l'amplificateur.

Mais si $R_c \ll R_{ent}$, le capteur est considéré comme source de tension (car la tension à l'entrée de l'élément amplificateur dépend peu de la chute de tension interne dans le capteur) et, pour cette raison, c'est la tension qui est la grandeur de commande de l'amplificateur.

Lorsque les valeurs de R_c et R_{ent} sont du même ordre de grandeur, c'est la puissance d'entrée qui est la grandeur de commande.

On utilise le même critère en comparant la résistance de sortie de l'amplificateur (sa résistance interne du côté de la sortie) à la résistance de charge. Lorsque la résistance de sortie R_{sor} est de beaucoup plus grande que la résistance de charge R_{ch}, l'amplificateur est considéré comme source de courant. Si $R_{sor} \ll R_{ch}$, l'amplificateur est considéré comme source de tension et lorsque R_{sor} et R_{ch} sont du même ordre de grandeur, le régime d'amplification est évalué d'après la puissance de sortie.

Le rapport en valeurs absolues de la variation de la grandeur de sortie à la variation de la grandeur d'entrée (de commande) est appelé *facteur d'amplification* ou *gain* K.

Puisque l'on choisit comme grandeur unitiale l'une des trois grandeurs (intensité, tension ou puissance) on distingue trois régimes d'amplification et trois facteurs d'amplification correspondants: gain en courant K_I, gain en tension K_U et gain en puissance K_P.

Avec la source de courant à l'entrée et un courant invariable à la sortie, l'efficacité de l'amplification est évaluée par le gain en courant

K_I ; avec des sources de tension, par le gain en tension K_U et avec des sources de puissance, par le gain en puissance K_P. Lorsque la source à l'entrée et celle à la sortie ne sont pas de même nature, l'une des grandeurs, d'entrée ou de sortie, est ramenée, à l'aide d'une résistance, aux dimensions de l'autre.

Bien souvent, pour obtenir à la sortie la valeur requise lorsque le signal d'entrée est faible, il ne suffit pas d'avoir un seul étage d'amplification. Dans ce cas on utilise l'amplification par plusieurs étages connectés en série (fig. 2.2).

Lors de l'amplification à plusieurs étages ces derniers peuvent être de même type (amplificateurs de courant ou de tension) ou de types différents, les premiers étages (les étages de préamplification)

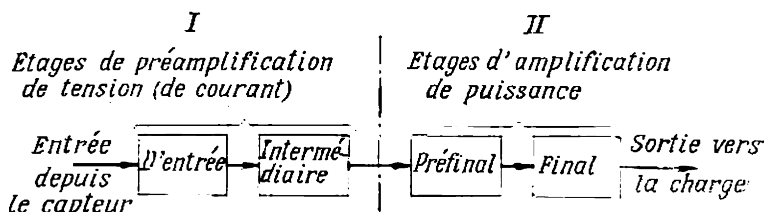


Fig. 2.2. Schéma fonctionnel d'un amplificateur à plusieurs étages

fonctionnant en amplification de tension (de courant) et les étages terminaux en amplification de puissance. Ces deux groupes d'étages sont séparés sur la figure 2.2 par une ligne verticale en pointillé.

En régime d'amplification de puissance on fait fonctionner généralement le dernier étage et, plus rarement, les deux derniers étages. Le dernier étage qui alimente directement la charge est appelé *étage de sortie* ou *final* et l'étage précédent est appelé *étage préfinal*. L'étage préfinal devient indispensable lorsque'une puissance notable est requise pour commander l'étage final ou lorsque ce dernier est monté en push-pull (voir § 2.9) et on a donc besoin d'un signal biphasé pour le commander.

En plus de la nature de la grandeur électrique, le choix du type d'amplificateur et des éléments de couplage entre les étages est influencé par la forme des variations dans le temps du signal d'entrée. D'après ce critère on distingue :

1) les amplificateurs à tension alternative ou à courant alternatif (fig. 2.3,*a*) ;

2) les amplificateurs à tension continue ou à courant continu, ou plus précisément lentement variable (fig. 2.3,*b*) ;

3) les amplificateurs d'impulsions (fig. 2.3,*c*).

Dans les amplificateurs à courant alternatif on utilise comme élément de couplage des condensateurs ou des transformateurs et parfois des bobines d'inductance. Le couplage par condensateur ou

par transformateur permet d'éviter le passage des composantes continues de la tension et du courant d'un étage vers l'autre.

Dans les amplificateurs à courant continu d'exécution usuelle on utilise le couplage direct (galvanique ou conductif) ou le couplage par résistances ohmiques vu la nécessité de transmettre par la chaîne d'amplification non seulement la composante alternative mais aussi la composante continue du courant.

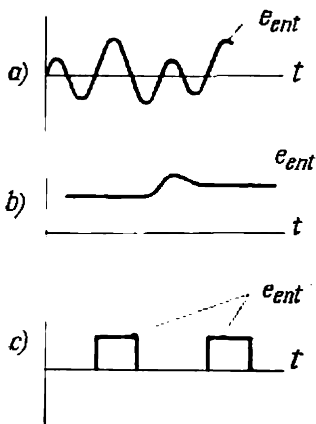


Fig. 2.3. Diagrammes du signal d'entrée:
a—d'un amplificateur à tension alternative; b—d'un amplificateur à tension continue; c—d'un amplificateur d'impulsions

D'après leur schéma d'exécution les amplificateurs d'impulsions ne diffèrent généralement pas des amplificateurs à courant alternatif à couplage par condensateur mais comportent des éléments correcteurs complémentaires.

Pour adapter l'impédance de sortie de l'étage précédent à l'impédance d'entrée de l'étage suivant (ce qui assure le rendement optimal en puissance) on introduit généralement entre ces étages un étage intermédiaire appelé étage adaptateur. Un tel étage est utilisé aussi pour conjuguer un capteur au premier étage amplificateur ou lorsque l'impédance de charge et celle de l'étage de sortie diffèrent beaucoup.

Examinons maintenant différents types d'étages amplificateurs après avoir étudié l'organisation, les propriétés physiques et les caractéristiques des appareils amplificateurs utilisés dans les étages.

Parmi les appareils qui amplifient les valeurs instantanées du courant il faut nommer les tubes électroniques à grilles de commande (triodes, tétrodes et pentodes) et les triodes à semi-conducteurs (transistors).

§ 2.2. Tubes électroniques à grilles

Les tubes électroniques utilisés dans les amplificateurs ont une ou plusieurs grilles. Un tube à trois életrodes (une triode) comporte une grille (fig. 2.4,*a*). Elle joue le rôle d'organe de commande sensible et, pour cette raison, on l'appelle grille de commande.

Lorsque le tube est branché dans un montage (fig. 2.4,*b*) l'anode reçoit de la source d'alimentation E_a un potentiel positif U_a par rapport à la cathode. Le champ positif de l'anode pénètre par les interstices entre les spires de la grille dans l'espace grille-cathode. Lorsque les interstices de la grille sont suffisamment grands (grille à grande transparence) la commande de la valeur du flux d'électrons passant par les trous de la grille vers l'anode est réalisée à l'aide

d'un potentiel négatif appliqué à la grille par rapport à la cathode. Le champ résultant dans l'espace grille-cathode représente dans ce cas la somme algébrique du champ anodique positif et du champ de grille négatif.

Pour qu'à tous les régimes d'amplification la grille soit à un potentiel négatif par rapport à la cathode on introduit dans le circuit de grille, en plus du signal e_s, une source de tension négative E_{g0} appelée tension de polarisation. Pour que le potentiel négatif provenant

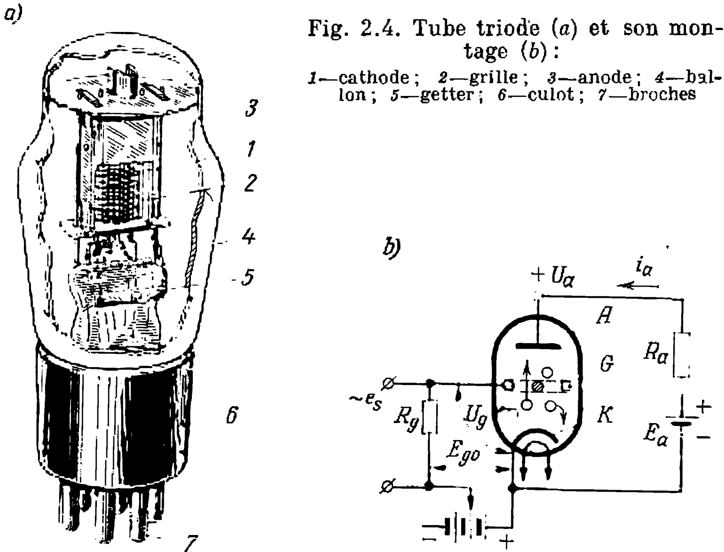


Fig. 2.4. Tube triode (*a*) et son montage (*b*):

1—cathode; *2*—grille; *3*—anode; *4*—ballon; *5*—getter; *6*—culot; *7*—broches

de la source de polarisation E_{g0} soit transmis à la grille on connecte entre cette dernière et la cathode une forte résistance de grille R_g (de l'ordre de 0,5 à 1 mégohm). Par la même résistance R_g reviennent à la cathode les électrons captés par la grille même lorsqu'elle est soumise à un faible potentiel négatif. Ainsi est prévenue l'apparition à la grille de potentiels qui seraient indépendants de la source du signal (du capteur).

Le choix de la valeur minimale de la résistance R_g est régi par le souci d'éviter un fort courant dans le capteur ou dans l'étage amplificateur précédent. La valeur maximale de cette résistance est limitée par la nécessité d'avoir R_g inférieure à la résistance de l'intervalle grille-cathode dans lequel, en plus d'un faible courant créé par les électrons arrivant à la grille, il y a encore un faible courant de fuite par le verre.

Lors de la commande du potentiel de grille U_g, le champ résultant dans l'espace grille-cathode varie. Cela fait varier le flux élec-

tronique qui engendre le courant anodique. Le champ résultant dans l'espace grille-cathode et le courant anodique dans le tube varient également avec la variation de U_a.

La relation quantitative entre le potentiel d'anode U_a, le potentiel de grille U_g et le courant anodique I_a peut être exprimée analytiquement et graphiquement. La relation analytique est donnée par l'équation :

$$I_a = g\,(U_g + DU_a)^{3/2}, \tag{2.1}$$

où I_a est le courant d'anode, A ;
U_g la tension entre la grille et la cathode, V ;
U_a la tension entre l'anode et la cathode, V ;
D un coefficient numérique qui détermine la transparence de la grille ;
g un coefficient qui dépend de la forme des électrodes du tube.

Pour des tubes à électrodes planes ou cylindriques la valeur numérique du coefficient g est donnée par les expressions (1.7) et (1.8).

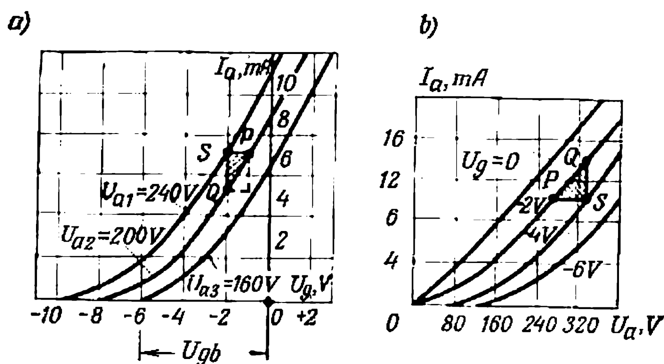


Fig. 2.5. Caractéristiques statiques d'une triode à transparence de grille moyenne :
a—caractéristiques de grille $I_a(U_g)$; b—caractéristiques d'anode $I_a(U_a)$

Le coefficient de transparence D montre la part de la tension anodique qu'il faut appliquer à la grille pour obtenir dans l'espace grille-cathode le même champ que celui créé par l'anode.

Les tensions U_g et U_a font partie du deuxième membre de l'équation (2.1). En maintenant constante (régime statique) l'une de ces tensions, on peut observer les variations du courant en fonction de l'autre tension. Ainsi, en maintenant U_a invariable et en déterminant la variation de I_a en fonction de U_g on obtient un réseau de caractéristiques I_a (U_g) appelées caractéristiques statiques anode-grille (fig. 2.5,*a*). Dans ces caractéristiques, la tension $U_{g.b}$ pour laquelle le courant d'anode dans le tube diminue jusqu'à zéro est

appelée tension de blocage ou tension de cut-off. La tension de cut-off est d'autant plus grande que U_a est plus élevée.

En déterminant la variation de I_a en fonction de U_a pour différentes valeurs constantes de U_g on obtient un réseau de caractéristiques I_a (U_a) appelées caractéristiques statiques d'anode (fig. 2.5,*b*).

Les caractéristiques statiques anode-grille et d'anode permettent, comme nous le montrerons plus loin, de déterminer graphiquement les principaux paramètres qui caractérisent les propriétés d'amplification d'un tube.

Les caractéristiques I_a (U_g) des tubes à grilles d'une transparence assez élevée sont situées généralement (fig. 2.5,*a*) à gauche de l'axe des ordonnées (tubes à caractéristiques de gauche). Leurs avantages sont : la grande gamme de réglage par la grille et les faibles courants de grille puisque la grille négative repousse la plupart des électrons qui s'approchent d'elle. Ce n'est que lorsque les valeurs absolues du potentiel négatif de grille deviennent inférieures à 0,5-1 V que l'action du champ retardateur de grille devient insuffisante pour repousser les électrons rapides et un courant de grille (électronique) notable apparaît dans le circuit de grille.

L'apparition d'un courant de grille provoque à peu près la même diminution du courant anodique puisque la somme de ces courants reste à peu près constante (et égale au courant d'émission $I_é$ fourni par la cathode).

En plus de son influence sur le courant anodique le courant de grille, en chargeant le capteur, fait varier aussi son signal conformément à l'égalité :

$$U_{ent} = e_s - i_g R_{g.s},$$

où $R_{g.s}$ est la résistance du générateur de signal (du capteur).

La diminution de la tension d'entrée U_{ent} provoque une perturbation complémentaire de la relation linéaire entre le signal d'entrée e_s et le courant anodique I_a.

Dans les tubes à faible transparence de grille (petits interstices entre les spires de la grille), le champ d'anode pénètre entre les interstices de la grille de façon tellement faible que pour créer le flux d'électrons vers l'anode il faut fournir à la grille des potentiels positifs. Cela est visible sur les caractéristiques anode-grille (fig. 2.6,*a*) disposées sur la plus grande partie de leur étendue à droite de l'axe des ordonnées (tubes à caractéristiques de droite).

Comme on le voit sur la figure 2.6,*b*, les caractéristiques d'anode de ces tubes comportent deux parties de différentes inclinaisons. La première partie à montée rapide correspond à l'accroissement brusque du flux d'électrons dirigé vers l'anode grâce à l'effet focalisateur du champ électrique dans les interstices de la grille qui croît rapidement avec l'accroissement de U_a. Cela augmente la concentration en électrons et la puissance des flux électroniques partant vers l'anode.

Dans la seconde partie, faiblement inclinée, le courant anodique augmente peu à cause de l'accroissement progressif de l'intensité du champ près de l'anode et de son affaiblissement simultané près des barres de la grille.

Les caractéristiques I_a (U_g), I_a (U_a), I_g (U_g) portées en traits pleins et en pointillé sur les figures 2.6,*a* et *b* montrent la variation quantitative du courant anodique et du courant de grille en fonction de la tension de grille et de la tension d'anode.

Les courbes de courant de grille complètent les courbes de courant d'anode jusqu'à une valeur constante, à peu près égale, comme nous

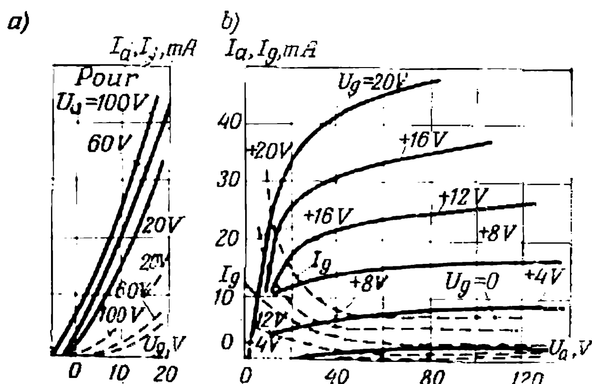


Fig. 2.6. Caractéristiques statiques d'une triode à faible transparence de grille : *a*—caractéristiques de grille $I_a(U_g)$; *b*—caractéristiques d'anode $I_a(U_a)$

l'avons déjà indiqué, à celle du courant partant de la cathode. Là où les courbes I_a montent de façon raide, les courbes I_g diminuent rapidement ; avec un accroissement lent des courbes I_a, les courbes I_g baissent aussi progressivement.

Les caractéristiques I_a (U_a) des tubes sont largement employées lors de l'analyse graphique des régimes de fonctionnement des étages amplificateurs.

On utilise généralement les méthodes graphiques d'analyse et de calcul pour la détermination des composantes continues du courant et de la tension et lorsque les signaux alternatifs sont tellement forts que la portion utile ne peut pas être limitée par la partie linéaire de la caractéristique (comme cela a généralement lieu dans les étages amplificateurs de puissance). Pour de faibles valeurs des composantes alternatives de la tension et du courant, ce qui est généralement le cas des étages de préamplification, on peut toujours situer le point de fonctionnement d'un tube sur les parties linéaires des caractéristiques. Le fonctionnement sur les parties rectilignes des caractéristiques permet d'utiliser les relations analytiques simples où les

tensions et les courants sont liés à l'aide des paramètres des tubes. Les principaux paramètres des tubes amplificateurs sont: 1) le coefficient d'amplification statique μ; 2) la pente S; 3) la résistance interne R_i.

Le coefficient d'amplification μ est déterminé par le rapport de la variation de la tension d'anode ∂U_a à la variation de la tension de grille ∂U_g pour lesquelles on obtient la même valeur absolue de variation du courant anodique Δi_a mais de signes contraires, ou lorsque pour des signes contraires de ∂U_a et ∂U_g la variation résultante du courant anodique $\Delta I_a = 0$:

$$\mu = \left(\frac{\partial U_a}{\partial U_g}\right)_{|\Delta I_a|=\text{const}} = -\left(\frac{\partial U_a}{\partial U_g}\right)_{\Delta I_a=0} \tag{2.2}$$

Le sens physique du coefficient μ est d'indiquer de combien de fois le champ de grille agit plus fortement dans l'espace grille-cathode que le champ d'anode lorsqu'on porte l'anode et la grille à un même potentiel ou bien de combien de fois le potentiel d'anode doit être supérieur à celui de grille pour créer le champ de même intensité dans l'espace indiqué.

Conformément à la formule (2.2) on peut trouver la valeur numérique de μ d'après le réseau de caractéristiques I_a (U_g) (fig. 2.5,*a*) comme le rapport des accroissements finis des tensions ΔU_a et ΔU_g déterminés à partir du triangle hachuré SPQ. Le côté vertical SQ correspond à une variation arbitrairement choisie du courant d'anode ΔI_a et le côté horizontal SP (à l'échelle des tensions de grille) montre la variation respective de ΔU_g. La variation équivalente de la tension d'anode ΔU_a qui provoque la même variation ΔI_a sera donnée par la différence des tensions anodiques $U_{a1} - U_{a2}$ pour lesquelles ont été relevées les caractéristiques qui limitent le côté vertical SQ.

Dans le tube considéré, le coefficient d'amplification a pour valeur numérique:

$$\mu = \frac{|\Delta U_a|}{|\Delta U_g|} = \frac{40}{1} = 40.$$

Le coefficient d'amplification d'un tube est directement lié à sa transparence de grille D qui est un paramètre de construction du tube. Cette relation peut être déterminée par la résolution commune des expressions (2.1) et (2.2), ce qui donne

$$\mu = \frac{1}{D}. \tag{2.3}$$

En construisant un tube pour une valeur donnée de la transparence de grille, on obtient une valeur déterminée du coefficient d'amplification μ. Pour les triodes de commerce la valeur de μ est comprise entre 10 et 100.

Le deuxième paramètre, la pente S, relie la variation du courant anodique à la variation de la tension de grille ∂U_g ayant provoqué cette variation du courant (fig. 2.5,*a*):

$$S = \left(\frac{\partial I_a}{\partial U_g}\right)_{U_a=\text{const}}. \qquad (2.4)$$

Ce paramètre est appelé pente parce que sa valeur numérique détermine la pente de la caractéristique anode-grille en un point quelconque de celle-ci. Généralement la pente est exprimée en milliampères par volt (mA/V). On peut trouver également la valeur numérique de S graphiquement comme le rapport des tronçons correspondant à ΔI_a et ΔU_g dans le triangle SPQ (fig. 2.5,*a*).

La pente S est d'autant plus élevée que la grille est située plus près de la cathode et que la surface d'émission de la cathode est plus grande. La valeur de S dans les triodes est généralement comprise entre 1,5 et 6 mA/V (mais on trouve des triodes spéciales où S = 30 à 40 mA/V et même plus).

Le troisième paramètre, la résistance interne R_i en courant alternatif du tube pour une valeur fixe de U_g, est donné par la dérivée:

$$R_i = \left(\frac{\partial U_a}{\partial I_a}\right)_{U_g=\text{const}}. \qquad (2.5)$$

Pour la plupart des triodes de commerce la résistance R_i est comprise entre 7 et 10 kilohms.

Les trois paramètres fondamentaux d'un tube sont liés entre eux par la relation:

$$\mu = \frac{\Delta U_a}{\Delta I_a} \cdot \frac{\Delta I_a}{\Delta U_g} = R_i S. \qquad (2.6)$$

Cette relation est appelée *équation fondamentale de la triode.* En connaissant deux paramètres on peut, à l'aide de cette équation, trouver le troisième.

Les valeurs numériques des paramètres des tubes restent invariables seulement dans les parties linéaires des caractéristiques d'anode et des caractéristiques anode-grille.

Nous avons examiné les caractéristiques et paramètres d'un tube dans l'hypothèse que les tensions aux électrodes sont indépendantes du courant (régime statique).

Lorsqu'un tube fonctionne dans un montage, la tension aux électrodes dépend du courant qui s'établit dans le circuit du tube (régime dynamique). En régime dynamique, les grandeurs données sont la tension E_a de la source d'alimentation et la résistance de régime R_a. La variation du courant i_a en fonction de la tension de grille et de la tension d'anode, pour une valeur donnée de R_a, peut être déterminée à partir du diagramme de charge (fig. 2.7,*a*). Ce diagramme est tracé avec les mêmes données initiales que pour une diode

(voir fig. 1.5,*a*). La différence consiste en ce que le diagramme de charge d'une triode contient toute une famille de caractéristiques courant-tension relevées pour différentes valeurs de la tension de grille U_g et non pas une seule caractéristique.

Les coordonnées des points d'intersection de la droite de charge *MN* (tracée du point E_a à angle de pente α dont la cotangente est proportionnelle à la résistance de régime R_a dans le circuit de charge)

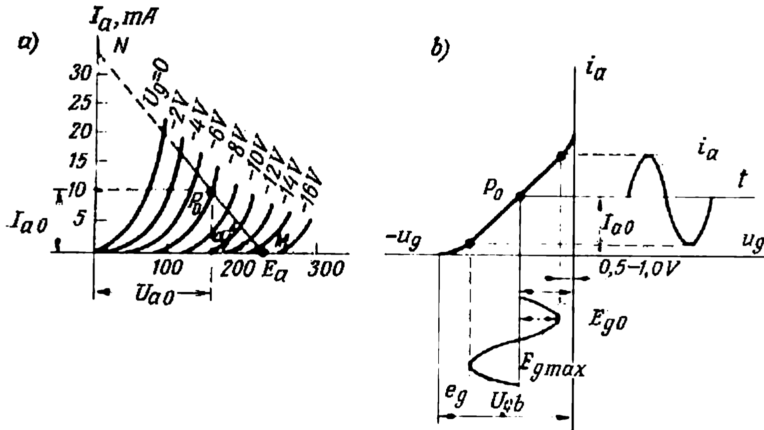


Fig. 2.7. Diagramme de charge d'une triode (*a*) et construction de la courbe du courant anodique i_a d'après le signal d'entrée e_g à l'aide de la caractéristique dynamique de grille (*b*)

avec les caractéristiques courant-tension de la triode déterminent la variation de i_a en fonction de U_g en régime dynamique (sans tenir compte de R_{ch} et de C).

A partir des points d'intersection de la droite de charge avec les caractéristiques I_a (U_a) relevées pour différentes valeurs de U_g on construit la caractéristique dynamique anode-grille de l'étage qui correspond à la valeur donnée de R_a (fig. 2.7,*b*). Une telle caractéristique permet de tracer pour un signal alternatif quelconque e_g et une tension de polarisation choisie E_{g0} la courbe de courant anodique ce qui a été fait sur ce dessin. La tension $U_{g.b}$ pour laquelle $I_a = 0$ est appelée tension de coupure ou de blocage (cut-off). La tension de polarisation E_{g0} détermine l'état unitial de l'étage amplificateur (état de repos).

Pour obtenir une bonne linéarité d'amplification on situe généralement la tension de polarisation plus près du milieu de la partie rectiligne de la caractéristique anode-grille. Au repos (point P_0 sur la droite de charge de la figure 2.7,*a*) il y a courant de repos I_{a0} et tension de repos U_{a0}.

Avec un tel choix du point de repos, l'amplitude maximale admissible du signal d'entrée en régime d'amplification linéaire est limitée à gauche par une courbure notable de la partie initiale de la caractéristique anode-grille et, à droite, par l'apparition pour $U_g = -(0,5 \text{ à } 1,0 \text{ V})$ de courants de grille qui également provoquent la distorsion (fig. 2.7,*b*).

Les paramètres des tubes qu'on trouve dans les catalogues sont généralement mesurés à un régime qui correspond à certaines valeurs nominales de la tension anodique U_{a0} et de la tension de polarisation E_{g0}.

Au cas où l'étage amplificateur doit fonctionner avec des tensions U_{a0} et E_{g0} qui diffèrent considérablement des valeurs nominales, on trouve les nouvelles valeurs des paramètres des tubes par le calcul à l'aide des courbes indiquées dans les catalogues ou on les détermine directement par les triangles caractéristiques (voir figures 2.5,*a* et *b*).

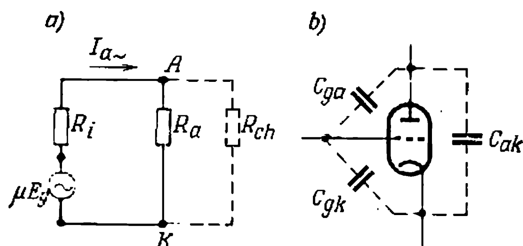


Fig. 2.8. Schéma équivalent d'un étage amplificateur à tube triode (*a*) et représentation des capacités interélectrodes du tube (*b*)

Les diagrammes de charge des étages amplificateurs sont largement utilisés pour le choix optimal du point de repos et des valeurs de la résistance anodique R_a et de la résistance de charge R_{ch} correspondantes.

Les composantes alternatives du courant et de la tension ainsi que les grandeurs qui en dérivent sont généralement déterminées analytiquement à l'aide d'un schéma équivalent de l'étage amplificateur. Un tel schéma utilisant une triode dans l'étage amplificateur est indiqué sur la figure 2.8,*a*. Il concerne le circuit anodique du tube et n'est valable que pour le régime d'amplification linéaire et surtout dans la gamme de fréquences où la capacité de couplage peut être considérée comme égale à l'infini.

L'action du signal appliqué à grille de l'étage amplificateur est représentée par un générateur de tension équivalente μE_g. En série avec ce générateur sont branchées la résistance interne R_i du tube et la résistance de régime R_a, en parallèle avec laquelle est connectée la résistance de charge R_{ch}.

D'après le schéma équivalent indiqué on peut calculer les courants et les tensions dans la gamme de fréquences moyennes (de plusieurs centaines de herz à plusieurs kiloherz).

Dans le domaine de basses fréquences (jusqu'à plusieurs centaines de herz) la capacité de couplage a une influence notable sur le régime de fonctionnement de l'étage puisque pour de faibles fréquences la

réactance capacitive est suffisamment grande même lorsque la capacité du condensateur est assez élevée.

Dans le domaine de fréquences élevées et de hautes fréquences (supérieures à plusieurs kiloherz), le régime de fonctionnement de l'étage amplificateur est aussi influencé par des capacités interélectrodes (capacités parasites) des tubes. Une triode en a trois et elles sont représentées sous forme de condensateurs distincts (fig. 2.8,*b*): la capacité grille-cathode C_{gk} appelée capacité d'entrée, la capacité grille-anode C_{ga} appelée capacité transitoire et la capacité anode-cathode C_{ak} appelée capacité de sortie. Les valeurs numériques de ces capacités dans les triodes de commerce sont comprises entre 1 et 6 pF.

L'influence de la capacité C_{gk} et surtout celle de la capacité C_{ga} se manifeste par l'apparition dans le domaine de hautes fréquences de composantes capacitives du courant dans le circuit d'entrée (de grille) du tube. L'influence défavorable de la capacité C_{ga} se manifeste également en ce que le circuit de sortie se trouve couplé par cette capacité au circuit d'entrée. Un tel couplage est appelé réaction. Dans le cas général, la réaction peut remplir des fonctions utiles dans un amplificateur mais ici son influence est négative: elle augmente la composante réactive de la conductance d'entrée ce qui influe de façon défavorable sur le fonctionnement du capteur ou de l'étage précédent. Dans certains cas cela provoque l'auto-excitation de l'étage amplificateur, c'est-à-dire le passage de l'amplificateur en régime d'oscillations ce qui perturbe le régime d'amplification.

L'influence négative de la capacité transitoire C_{ga} se manifeste d'autant plus que sa valeur est plus grande.

Pour diminuer l'influence de la capacité transitoire et augmenter le coefficient d'amplification μ, on a mis au point un tube à quatre électrodes (tétrode) et ensuite un tube à cinq électrodes (pentode).

Le branchement d'une tétrode aux circuits d'alimentation et de commande est indiqué sur la figure 2.9,*a*. La grille G_1, la plus proche de la cathode, garde dans une tétrode, comme dans une triode, les fonctions de grille de commande. La deuxième grille G_2 lorsqu'elle est connectée à la cathode (à la masse) par l'intermédiaire d'une capacité suffisamment grande C_e (de l'ordre de 1 ou 2 µF) contribue à l'affaiblissement de la composante alternative du champ d'anode à l'intérieur du tube dans l'espace entre la grille G_1 et la cathode. Cela provoque une diminution de la capacité transitoire C_{ga}.

Par la résistance R_e on fournit à la grille écran G_2 un potentiel positif (compris entre $0{,}6U_{a0}$ et U_{a0}) qui crée dans l'espace grille G_1-cathode à peu près le même champ accélérateur continu qui est créé par une anode positive dans une triode.

Grâce à leur faible réactance opposée à la composante alternative du courant, le condensateur C_e et la résistance R_e agissent ensemble comme filtre de lissage, en diminuant les ondulations de la composante alternative de la tension à la grille écran. De telles ondulations

pourraient naître par suite des oscillations, en régime d'amplification, du flux électronique reçu par la grille écran.

La diminution du champ d'anode dans l'espace grille G_1-cathode provoque aussi l'accroissement du coefficient d'amplification μ d'une tétrode puisqu'il est nécessaire d'augmenter dans une plus grande mesure la tension d'anode comparativement à la tension de grille pour obtenir une même variation du courant anodique.

Outre les avantages indiqués, l'introduction d'une grille écran G_2 portée à un potentiel positif a entraîné un effet négatif qui consiste en la diminution du courant anodique pour certaines valeurs de la

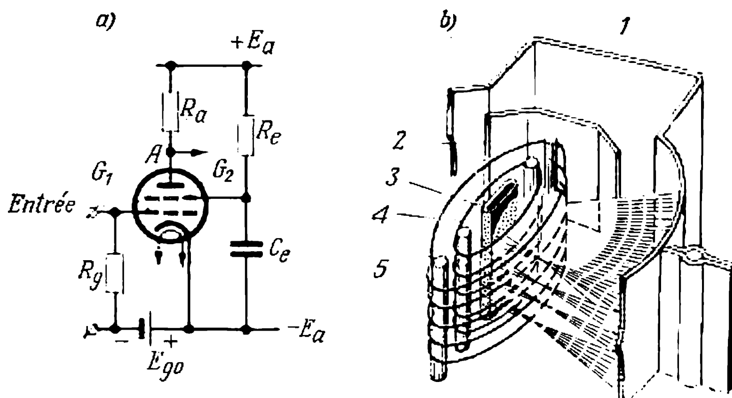


Fig. 2.9. Montage d'une tétrode (*a*) et représentation schématique d'une tétrode à faisceaux dirigés (*b*) :
1—anode ; *2*—plaque déviatrice ; *3*—cathode ; *4*—grille de commande ; *5*—grille écran

tension anodique. Cela est dû au départ de l'anode, pour cette gamme de tensions, d'électrons libérés lors de l'émission dite secondaire.

Le phénomène d'émission secondaire consiste en l'émission d'électrons secondaires par la surface des corps solides bombardés par les électrons primaires (rapides). Suivant le niveau d'énergie des électrons primaires le nombre d'électrons secondaires peut être inférieur ou supérieur au nombre d'électrons primaires. L'émission secondaire apparaît à l'anode des tubes électroniques, et en particulier des diodes et des triodes, lorsque l'énergie des électrons primaires dépasse quelques dizaines de volts. Mais si au voisinage de l'anode il n'y a pas de surfaces à potentiel positif plus élevé, les électrons secondaires ayant quitté l'anode reviennent vers elle et dans ce cas, l'émission secondaire n'influe pas sur le courant anodique. Si au voisinage de l'anode est située une grille écran positive, comme c'est le cas des tétrodes, les électrons secondaires partent de l'anode vers la grille et, pour cette raison, le courant anodique diminue (effet dynatron) et dans les caractéristiques I_a (U_a) apparaît un creux. Le change-

ment de pente des caractéristiques entraîne des distorsions considérables.

On peut prévenir le départ des électrons secondaires de l'anode vers la grille écran en diminuant le potentiel entre l'anode et la grille écran (en créant une barrière de potentiel négatif devant l'anode).

Dans les tétrodes dites à faisceaux dirigés une telle barrière à minimum de potentiel entre la grille G_2 et l'anode est créée par l'accroissement de la concentration de la charge d'espace d'électrons devant l'anode, en faisant converger les flux électroniques en faisceaux comme indiqué sur la figure 2.9,*b*.

L'élimination de l'effet dû à l'émission secondaire (de l'effet dynatron) dans les tétrodes à faisceaux dirigés conduit à des caractéristiques d'anode sans creux qui se rapprochent des caractéristiques des triodes à faible transparence de grille (voir fig. 2.6,*b*). Grâce à la grille écran la capacité transitoire C_{ag} dans les tétrodes à faisceaux dirigés diminue jusqu'à quelques centièmes de picofarad. Le coefficient d'amplification de telles tétrodes augmente pour atteindre une valeur comprise entre 100 et 1000.

La création d'un minimum de potentiel devant l'anode dans les pentodes est assurée par l'introduction d'une troisième grille G_3 (appelée grille d'arrêt ou grille de suppression). Elle est disposée entre l'anode et la grille écran G_2 et est connectée directement à la cathode (fig. 2.10,*a*). On crée ainsi la barrière de potentiel requise puisque le potentiel de l'espace devant l'anode est voisin de zéro (du potentiel de la cathode). La grille G_1 remplit dans la pentode, comme dans d'autres tubes, les fonctions de grille de commande. La disposition des électrodes d'une pentode est représentée sur la figure 2.10,*b*.

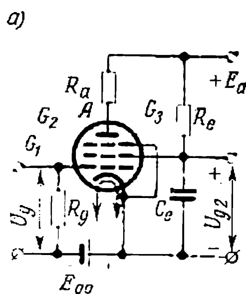
La transparence de la grille écran et de la grille d'arrêt dans une pentode est choisie suivant que la pentode est destinée aux étages d'amplification de tension à haute fréquence ou aux étages d'amplification de puissance à basse fréquence. Dans le premier cas on cherche à obtenir une capacité transitoire minimale en faisant les grilles G_2 et G_3 plus serrées (à transparence plus faible). Dans le second cas on cherche à obtenir une plus grande pente des portions initiales des caractéristiques d'anode (fig. 2.11,*a*). A cette fin les grilles G_2 et G_3 sont à transparence relativement plus élevée. La pente élevée des portions initiales des caractéristiques correspond au minimum de la chute de tension dans les tubes pour de forts courants. Cela assure l'accroissement du rendement des étages d'amplification de puissance.

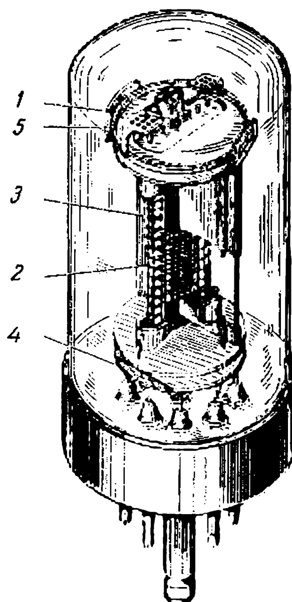
Certains types de pentodes utilisés dans les étages préamplificateurs de tension sont fabriqués avec un interstice (pas) variable entre les spires de la grille de commande. Pour de faibles potentiels négatifs de grille, les électrons ne sont freinés tout d'abord que dans les interstices plus étroits de la grille, en diminuant le courant d'anode,

et au fur et à mesure de l'augmentation de la valeur absolue du potentiel négatif de grille, les électrons sont freinés aussi dans les in-

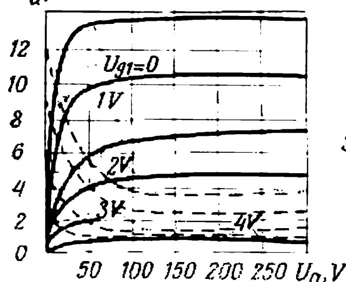
Fig. 2.10. Montage d'une pentode (*a*) et sa vue d'ensemble (*b*) :

1—plaque de mica supérieure; 2—grilles; 3—anode; 4—plaque inférieure; 5—getter





terstices plus larges de la grille. Il en résulte une caractéristique anode-grille allongée (tube à pente variable) et donc une possibilité d'avoir la pente variable dans la portion utile de la caractéristique pour le bon réglage du gain de l'étage.



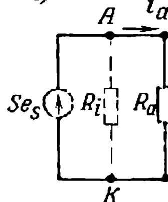


Fig. 2.11. Caractéristiques du courant anodique et du courant de grille d'une pentode en fonction de la tension d'anode (*a*) et son schéma équivalent (*b*)

La capacité entre la grille de commande et l'anode dans les pentodes à haute fréquence est encore plus faible que celle des tétrodes et ne dépasse pas quelques centièmes de picofarad. Le coefficient d'amplification des pentodes atteint plusieurs milliers et la résistance interne dans les parties presque planes de ses caractéristiques, plusieurs mégohms.

Avec une résistance interne aussi grande, le courant dans le circuit d'anode dépend peu, comme pour les tétrodes, de la valeur de la résistance de charge (si cette résistance n'est pas très grande). Cela signifie que l'on peut considérer, en première approximation, une pentode comme un générateur de courant. Pour cette raison, on utilise comme paramètre fondamental d'évaluation des propriétés d'amplification d'une pentode non pas le coefficient d'amplification μ mais la pente S qui lie directement le courant dans le tube à la tension de grille.

Dans le schéma équivalent d'un étage amplificateur équipé d'une pentode (fig. 2.11,*b*) on a tenu compte de l'influence du signal de grille sur le circuit d'anode à l'aide d'un générateur de courant équivalent Se_s et non pas à l'aide d'un générateur de tension équivalent μe_s (voir fig. 2.8,*a*).

La résistance interne R_i du tube branchée parallèlement au générateur de courant Se_s n'exerce pas d'influence sensible sur la répartition des courants dans le schéma, R_i étant très grande.

L'existence de trois types de tubes amplificateurs (triodes, tétrodes et pentodes), avec différentes variations de leurs caractéristiques, permet de choisir de façon optimale un tube pour un domaine d'emploi donné.

Les triodes sont utilisées de préférence dans les étages à basse fréquence où la linéarité sur une grande partie de la caractéristique est importante. Les triodes présentent aussi l'avantage d'avoir un nombre moindre de circuits auxiliaires. Les tétrodes à faisceaux dirigés sont utilisées surtout dans les étages d'amplification de puissance.

Les pentodes à faible transparence de grille sont utilisées surtout dans les étages d'amplification de tension à haute fréquence et celles à grande transparence de grille, dans les étages d'amplification de puissance.

La puissance maximale qui peut être fournie par un tube amplificateur dépend de la puissance transformée dans le tube (principalement sur l'anode) en chaleur. Cette chaleur doit être dissipée par l'anode et par le ballon du tube à une température d'échauffement admissible.

Le choix d'un tube convenant pour tel ou tel étage amplificateur se fait d'après ses paramètres fondamentaux que l'on trouve dans les catalogues pour le régime type de fonctionnement.

Il existe également des tubes à un plus grand nombre de grilles.

Les tubes multigrilles assurent non seulement l'amplification du signal mais aussi le changement de fréquence du signal. Ils sont utilisés surtout dans la radio-électricité et pour cette raison, nous ne les examinerons pas dans le cadre du présent cours.

7—1175

§ 2.3. Triodes à semi-conducteurs (transistors)

Les triodes à semi-conducteurs communément appelées transistors sont fabriquées à partir d'un monocristal de germanium ou de silicium qui se transforme, lorsqu'on introduit des atomes d'impureté accepteurs et donneurs, en une structure à trois couches de conductibilités alternantes *p-n-p* (fig. 2.12,*a*) ou *n-p-n* (fig. 2.12,*b*).

Dans la structure du type *p-n-p* le monocristal initial déjà dopé a une conductibilité du type *n*. Dans ses deux couches extérieures

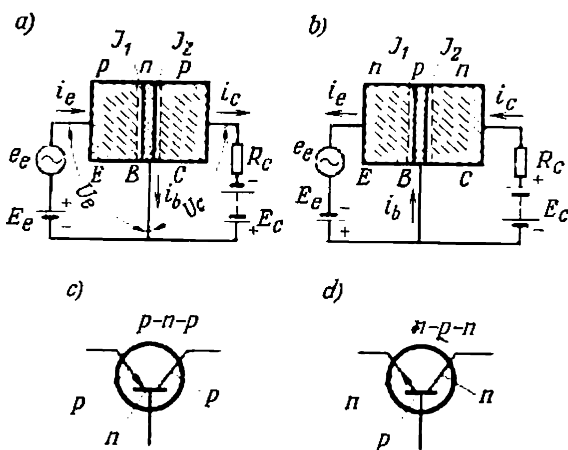


Fig. 2.12. Schémas des transistors type *p-n-p* (*a*) et *n-p-n* (*b*) et leurs désignations conventionnelles (*c* et *d*)

on introduit par alliage avec l'élément d'impureté donneur (transistor allié) ou par diffusion (transistor à diffusion) les atomes de l'impureté acceptrice. La concentration d'accepteurs dans les couches extérieures est supérieure à celle de donneurs introduits auparavant de 2 à 3 puissances de dix.

Dans les transistors de type *n-p-n* on introduit dans le monocristal à conductibilité du type *p* une impureté donatrice en concentrations beaucoup plus grandes.

Dans un transistor, les trois couches avec les deux jonctions *p-n* J_1 et J_2 qui les séparent remplissent, en principe, les mêmes fonctions que les électrodes dans une triode à vide. L'une des couches extérieures, appelée émetteur, émet, tout comme la cathode dans un tube électronique, des charges qui sont les porteurs majoritaires de courant dans l'appareil. L'autre couche extérieure, appelée collecteur, reçoit, comme l'anode du tube électronique, ces charges en établissant ainsi le courant dans le transistor et dans le circuit extérieur.

La couche intermédiaire, appelée base, joue, comme la grille du tube électronique, le rôle d'électrode de commande qui règle la valeur du flux de charges et, par conséquent, l'intensité du courant passant dans le transistor.

Dans un transistor de type *p-n-p*, le courant de base est créé surtout par les trous qui diffusent de l'émetteur. Dans un transistor *n-p-n* ce sont surtout les électrons qui créent le courant de base.

Les lois qui régissent le déplacement des trous dans les transistors *p-n-p* et des électrons dans les transistors *n-p-n* sont en général les mêmes ; seuls le sens des tensions de polarisation des électrodes et celui du courant changent. Sur la figure 2.12,*c* et *d* cela est indiqué par des flèches placées sur les émetteurs. Il suffit donc d'examiner les propriétés électriques et le mode de fonctionnement d'un type de transistor pour généraliser ses propriétés au transistor de l'autre type. Généralement, on raisonne sur le transistor *p-n-p* qui est le plus répandu.

a) *Relations entre les courants et les tensions*

Les jonctions J_1 et J_2 qui apparaissent de la formation des couches *p* et *n* dans un transistor *p-n-p* sont de même nature électrique que la jonction *p-n* d'une diode semi-conductrice (voir § 1.4). La jonction

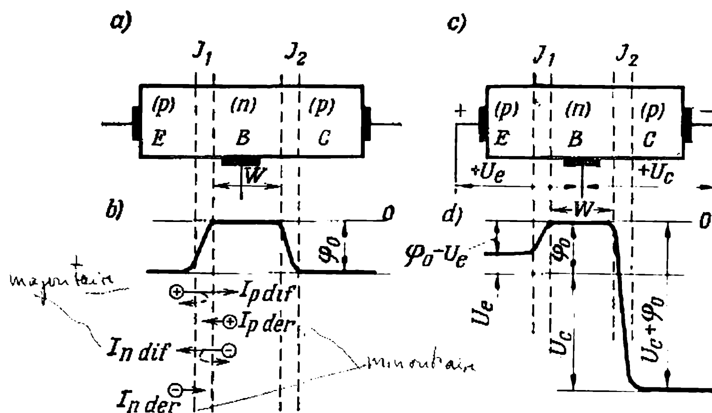


Fig. 2.13. Diagramme de répartition des potentiels dans la base et dans les jonctions *p-n* des transistors *p-n-p* en l'absence de tensions extérieures (*a* et *b*) et en leur présence (*c* et *d*)

J_1 entre l'émetteur et la base est appelée *jonction émetteur-base* et la jonction J_2 entre la base et le collecteur, *jonction base-collecteur*.

En l'absence de tensions extérieures (fig. 2.13,*a*), dans la jonction *p-n* du transistor apparaissent les mêmes barrières de potentiel

que dans la jonction d'une diode semi-conductrice. La hauteur φ_0 des barrières de potentiel dans les deux jonctions est la même (fig. 2.13,*b*) si les concentrations en impuretés dans les couches émettrices et collectrices du transistor sont identiques. Cela a lieu lorsque l'on fabrique les triodes par alliage. Avec des barrières égales et une base homogène le potentiel reste le même sur toute la base, c'est-à-dire que le champ électrique y est absent. Dans les couches de l'émetteur et du collecteur le champ est aussi très faible.

En l'absence de tensions extérieures, les jonctions J_1 et J_2 sont traversées par des flux opposés de porteurs majoritaires et de porteurs minoritaires qui s'équilibrent. Ainsi, par la jonction émettrice J_1 passe de gauche à droite, en surmontant l'effet du champ retardateur de la jonction, une partie du flux de diffusion de porteurs majoritaires (trous) qui forme la composante de passage du flux de diffusion. Cette composante crée le courant de trous $I_{p\ dif}$. De droite vers la gauche, par la même jonction passe une partie du flux d'électrons de diffusion qui forme la composante de passage du flux électronique d'intensité $I_{n\ dif}$.

Les porteurs minoritaires (les trous dans la couche *n* et les électrons dans la couche *p*) accélérés par le champ électrique dans la jonction créent des courants de dérive: le courant de trous $I_{p\ dér}$ passant de la couche *n* vers la couche *p* et le courant d'électrons $I_{n\ dér}$ passant de la couche *p* vers la couche *n*. Les sens de ces courants sont opposés aux sens des flux de diffusion. Lorsque le transistor n'est pas polarisé, les flux de diffusion et de dérive de chaque type de porteurs sont égaux. Pour cette raison, le courant résultant dans la jonction J_1 est nul.

Un tel déplacement de porteurs et un rapport identique des flux ont lieu dans la jonction base-collecteur J_2 (aussi en l'absence de polarisation extérieure). Pour cette raison, le courant résultant dans la jonction J_2 est aussi nul.

Lorsqu'on connecte les électrodes d'un transistor à une source de tension continue (fig. 2.13,*c*), notamment lorsqu'on porte l'émetteur E à un potentiel positif $+U_e$ et le collecteur C à un potentiel négatif $-U_c$ par rapport à la base B, les niveaux des barrières de potentiel varient conformément au diagramme de la figure 2.13,*d*. Dans la jonction émetteur-base la barrière de potentiel diminue de U_e et dans la jonction base-collecteur elle augmente en valeur absolue de U_c.

La diminution de la barrière de potentiel dans la jonction émetteur-base provoque la diminution dans cette dernière du champ retardateur. Pour cette raison, les flux de diffusion des porteurs majoritaires augmentent: des trous partant de l'émetteur vers la base et créant le courant de trous $I_{e\ p}$ (fig. 2.14,*a*) et des électrons partant de la base vers l'émetteur et créant un courant d'électrons $I_{e\ n}$

Ces deux composantes de courant s'ajoutent pour créer un courant d'émetteur total :

$$I_e = I_{ep} + I_{en}$$

Une partie du flux de diffusion de trous est freinée par le champ de la jonction et n'arrive pas à la base, elle représente le flux de retour (représenté sur la figure 2.14,*a* par une flèche en pointillé).

Puisque la concentration des électrons dans la base ne représente que quelques millièmes ou centièmes de la concentration des trous dans l'émetteur, la composante électronique dans le courant d'émetteur ne forme que quelques pour mille du courant d'émetteur total.

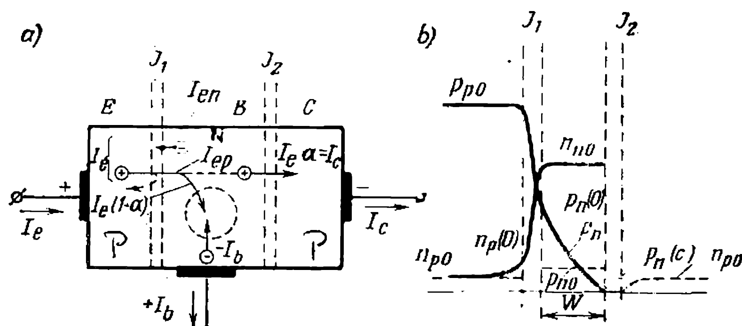


Fig. 2.14. Mouvement des porteurs de charges dans un transistor *p-n-p* (*a*) et répartition de la concentration des porteurs dans le transistor (*b*)

Cela signifie que dans les transistors du type *p-n-p* le courant est essentiellement assuré par des trous.

En pénétrant dans la base où, en cas d'une répartition homogène des atomes d'impureté et avec des courants pas très forts, l'intensité longitudinale du champ électrique est presque nulle, les trous continuent de diffuser sous l'effet du gradient de concentrations qui s'établit dans la base (portion p_n de la courbe de répartition des concentrations de trous sur la figure 2.14,*b*).

La loi de répartition des concentrations des trous sur leur trajet depuis la jonction émetteur-base jusqu'à la jonction base-collecteur n'est pas linéaire par suite de la recombinaison progressive d'un certain nombre de trous avec les électrons. La loi de recombinaison est une fonction de la cosécante. La tangente à l'origine de cette courbe détermine le courant d'émetteur I_e. A la frontière de la jonction base-collecteur, les trous arrivent dans la zone d'action du champ accélérateur de la jonction et, après avoir traversé la couche collectrice, créent un courant de collecteur I_c. La valeur de ce courant est déterminée par la tangente à la courbe de la cosécante, à l'endroit de la jonction base-collecteur.

En régime permanent, le courant de collecteur I_c est toujours inférieur au courant d'émetteur I_e car un certain nombre de trous recombinent dans la base avec les électrons. A la place des électrons qui disparaissent au cours de la recombinaison, le circuit extérieur (circuit de base) fournit à la base de nouveaux électrons créant le courant de base I_b. Ce courant passe sous l'action du champ électrique transversal dans la base.

La zone de recombinaison qui occupe en réalité tout le volume de la base est schématisée sur la figure 2.14,*a* par un cercle en pointillé.

Au courant d'électrons $-I_b$ entrant dans la base correspond un courant dirigé en sens inverse dans le circuit extérieur $+I_b$ car le sens de courant dans un circuit électrique quelconque est celui de déplacement des charges positives conventionnelles.

Avec une base suffisamment fine (dont l'épaisseur dans les transistors alliés ne dépasse généralement pas 10 à 12 μ) la valeur du courant de base constitue une part relativement faible (1 à 5 %) du courant d'émetteur.

Les trois courants principaux que l'on distingue dans un transistor sont liés entre eux par la première loi de Kirchhoff

$$I_e = I_c + I_b. \qquad \bar{I}_e + \bar{I}_c + \bar{I}_b = 0 \qquad (2.7)$$

Le courant de collecteur I_c est lié au courant d'émetteur I_e par un coefficient de transfert en courant

$$\alpha_0 = \frac{I_c}{I_e}. \qquad \text{avec } |1 - \alpha_0| \to 0 \qquad (2.8)$$

L'indice « 0 » indique que ce coefficient de transfert en courant caractérise le rapport des courants continus.

La valeur numérique de α_0 est d'autant plus voisine de l'unité :

a) que les électrons dans le courant d'émetteur forment une part plus petite, ce qui est évalué par le coefficient d'injection:

$$\gamma = \frac{I_{ep}}{I_e}; \qquad \to 1$$

b) que le nombre de trous qui recombinent dans la base avec les électrons est plus petit, ce qui est évalué par le coefficient de transport :

$$\delta = \frac{I_c}{I_{ep}}.$$

L'accroissement du coefficient d'injection (jusqu'à 0,99 à 0,995) est obtenu par le choix d'une conductibilité de l'émetteur (concentration en porteurs majoritaires dans celui-ci) beaucoup plus grande (de deux à trois puissances de dix) que celle de la base. L'accroissement du coefficient de transport δ jusqu'à 0,91 à 0,96 est obtenu par

la création dans le transistor d'une base aussi fine que possible (dans les transistors alliés elle est comprise entre 10 et 12 μ).

Avec les valeurs numériques indiquées de γ et de δ, le coefficient de transfert en courant α_0 dans les transistors modernes atteint des valeurs comprises entre 0,9 et 0,95.

En résolvant les équations (2.7) et (2.8) on peut trouver la relation entre le courant de collecteur et celui de base:

$$I_c = \frac{\alpha_0}{1-\alpha_0} I_b = BI_b \tag{2.8a}$$

et celle entre le courant d'émetteur et le courant de base:

$$I_e = \frac{1}{1-\alpha_0} I_b. \tag{2.8b}$$

L'influence de la tension de polarisation des principales électrodes du transistor (E et C) sur le courant de collecteur I_c, lorsque le mouvement des porteurs par la base s'effectue seulement par diffusion, se manifeste par des concentrations des charges dans la base au voisinage des jonctions *p-n* dépendant des potentiels de ces jonctions. Ainsi, la concentration des trous dans la base $p_n(0)$ à la limite de la jonction émettrice est liée à la tension U_e sur cette jonction par une relation exponentielle:

$$p_n(0) = p_{n0} e^{\frac{U_e}{\varphi_t}}, \tag{2.9}$$

où $\varphi_t = \frac{kT}{q}$ est le potentiel thermique;

p_{n0} la concentration d'équilibre des trous dans la base caractérisée par une droite parallèle à l'axe des abscisses tracée en pointillé (fig. 2.14,*b*).

Il résulte de la formule (2.9) qu'avec le passage à une nouvelle valeur de U_e la concentration initiale des charges dans la base $p_n(0)$ change. La diminution de la concentration qui passe de p_{p0} au côté émetteur de la jonction à $p_n(0)$ au côté de sa base a lieu dans un champ électrique retardateur.

La concentration des électrons après le passage de la base vers la couche émettrice diminue jusqu'à $n_p(0)$. Dans la couche émettrice a lieu une nouvelle diminution de la concentration des électrons jusqu'à la concentration d'équilibre n_{p0}.

Puisque la concentration des électrons dans la base est d'environ deux puissances de dix inférieure à celle des trous dans l'émetteur, la composante électronique du courant d'émetteur ne dépasse pas 1 % de la valeur totale de ce courant.

La concentration des trous $p_n(C)$ à la frontière base-collecteur est liée à la tension à la jonction base-collecteur U_c par une rela-

tion analogue :

$$p_n(C) = p_{n0} e^{\frac{U_c}{\varphi_t}}. \qquad (2.9b)$$

Les gradients des concentrations des charges dépendent des concentrations des charges dans la base au voisinage des jonctions et, par conséquent, selon (1.12), les courants de diffusion.

De cette façon, le courant et la tension dans un transistor ou dans une diode semi-conductrice ne sont pas liés directement comme cela a lieu lors du mouvement de dérive des charges, mais par les concentrations au voisinage des jonctions et leurs gradients.

Puisque pour les transistors *p-n-p* la valeur U_c est négative il en résulte qu'avec les valeurs absolues les plus petites de U_c (en commençant par $|U_c| = 0{,}1$ V) la concentration des trous du côté base dans la jonction base-collecteur $p_n(C)$ s'approche de zéro. Ceci veut dire que l'influence principale sur les gradients des concentrations et, par conséquent, sur les valeurs du courant d'émetteur I_e et du courant de collecteur I_c pour des valeurs de $|U_c|$ dépassant le minimum indiqué est exercée par la tension à la jonction émetteur-base.

La composante électronique du courant de collecteur ne dépasse généralement pas, comme dans le courant d'émetteur, 1 % de la composante du courant de trous.

Avec une épaisseur relativement petite de la base, la courbe de cosécante sur la figure 2.14,*b* peut être considérée avec un degré d'approximation suffisamment élevé comme une droite. Et, pour cette raison, lors d'une analyse approchée on remplace souvent la courbe de la cosécante par une droite. La différence entre le courant d'émetteur et celui de collecteur qui disparaît de façon formelle (mais qui existe en réalité) est prise en compte par le coefficient de transfert α_0 obtenu à partir de la relation (2.8).

L'expression générale qui dans un transistor lie les courants et les tensions peut être obtenue lorsqu'on considère le transistor comme constitué de deux diodes branchées en opposition. Un tel mode de représentation est indiqué sur le schéma équivalent de la figure 2.15,*a*. L'une des diodes à couches *p* et *n* et une jonction J_1 est une diode « émettrice » et l'autre à couches *n* et *p* et une jonction J_2 est une diode « collectrice ».

Pour rendre l'analyse plus générale on admet que dans les deux diodes les couches *p* sont portées à des potentiels positifs par rapport à la base commune *n*. Bien qu'en pratique un tel régime (collecteur positif par rapport à la base) se rencontre assez rarement, son examen théorique permet néanmoins, en utilisant le principe de superposition, d'établir des relations analytiques simples entre les courants et les tensions pour divers montages possibles des transistors.

D'après le principe de superposition, on peut considérer le courant dans chacune des diodes comme la somme de deux courants: du courant injecté directement par l'émetteur de la diode donnée (composante propre ou injectée du courant) et du courant obtenu à partir de l'autre diode (composante de transit). Les composantes de transit des courants $\alpha_i I_c$ et $\alpha_0 I_e$ créées par les diodes (fig. 2.15,*a*)

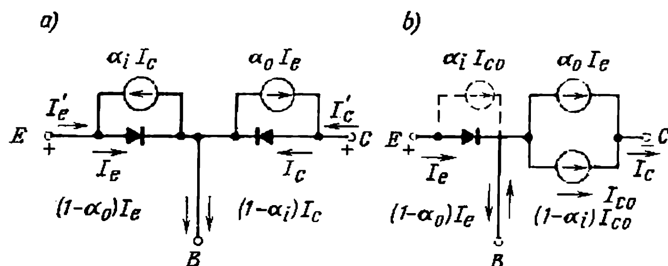


Fig. 2.15. Schémas équivalents pour les composantes continues de courant dans un transistor à l'émetteur et au collecteur au positif (*a*) ; à l'émetteur au positif et au collecteur au négatif (*b*)

sont opposées aux composantes injectées (lorsque la polarité des électrodes *E* et *C* est positive). Les courants résultants dans les jonctions peuvent alors être représentés par les égalités suivantes:

$$I'_e = I_e - \alpha_i I_c, \qquad (2.10)$$

$$I'_c = I_c - \alpha_0 I_e, \qquad (2.11)$$

où α_0 et α_i sont respectivement les coefficients direct et inverse de transfert en courant qui déterminent les parts des courants injectés atteignant les jonctions.

En introduisant au lieu de I_e et I_c les expressions qui les lient aux tensions conformément à (1.15), on obtient:

$$I'_e = I'_{es}\left(e^{\frac{U_{eb}}{\varphi_t}} - 1\right) - \alpha_i I'_{cs}\left(e^{\frac{U_{cb}}{\varphi_t}} - 1\right), \qquad (2.10a)$$

$$I'_c = I'_{cs}\left(e^{\frac{U_{cb}}{\varphi_t}} - 1\right) - \alpha_0 I'_{es}\left(e^{\frac{U_{eb}}{\varphi_t}} - 1\right), \qquad (2.11a)$$

où I'_{es} et I'_{cs} sont les courants de saturation dans les jonctions du transistor. Ils ne diffèrent quantitativement du courant de saturation entrant dans l'expression (1.15) que par le facteur $\frac{1}{1-\alpha_0\alpha_i}$.

Les équations générales (2.10a) et (2.11a), qui lient les courants aux tensions dans un transistor, sont connues sous le nom d'équations d'Ebers et de Moll.

Lorsqu'on porte le collecteur à un potentiel négatif, comme cela a généralement lieu dans les étages amplificateurs, les termes comportant comme exposant $-U_{cb}$ s'approchent de zéro lorsque le potentiel $|U_{cb}|$ devient supérieur à (3 à 4) φ_t. (Cela correspond approximativement à $|U_{cb}| = 0,1$ V.) En tenant compte de ce fait ainsi que du changement de signe du courant I_c, on peut mettre les équations (2.10) et (2.11) sous la forme suivante :

$$I'_e = I_e + \alpha_i I_{c0} \tag{2.10b}$$

et

$$I'_c = \alpha_0 I_e + I_{c0}, \tag{2.11b}$$

où $I_{c0} = I_{cs}$ est le courant thermique dans la jonction collectrice.

A ces égalités correspond le schéma équivalent de la figure 2.15,*b* pour les composantes continues des courants lors du fonctionnement du transistor en régime d'amplification.

La plus grande partie du courant thermique I_{c0} est créée par les trous partant de la base vers la couche collectrice sous l'action du champ de la jonction et une très faible partie de ce courant est formée par les électrons qui se déplacent en sens inverse puisque leur concentration est environ cent fois inférieure à celle des trous dans la base (voir fig. 2.14,*b*).

Aux températures ordinaires le courant thermique I_{c0} du transistor est suffisamment petit (pour les transistors au germanium il atteint quelques dizaines de microampères et pour les transistors au silicium il est de quelques dixièmes ou centièmes de microampère). Mais, avec l'élévation de la température, il croît rapidement conformément à l'égalité :

$$I_{c0} = I_{c00} e^{\varkappa \Delta t}, \tag{2.12}$$

où I_{c00} est le courant thermique mesuré à la température ordinaire (t = 20 à 25 °C) ;

Δt l'accroissement de la température donné par rapport à la température ordinaire ;

$\varkappa$ un coefficient thermique dont la valeur pour les transistors au germanium est comprise entre 0,05 et 0,09 degré$^{-1}$ et pour les transistors au silicium, entre 0,07 et 0,13 degré$^{-1}$.

La valeur plus faible du courant thermique des transistors au silicium est un sérieux avantage puisque l'influence de la température sur leur régime de fonctionnement est sensiblement plus petite.

b) Caractéristiques statiques, schémas équivalents et fréquences d'utilisation des transistors

D'après l'équation (2.11a) on peut tracer les caractéristiques de sortie d'un transistor pour différentes valeurs du courant I_e. La figure 2.16,*a* montre une famille expérimentale de telles caracté-

ristiques. A droite, en abscisses, sont portées les valeurs négatives de U_{cb} conformément au potentiel du collecteur d'un transistor type *p-n-p*.

Dans le montage à base commune (autrement appelée base à la masse) on note pour les caractéristiques de sortie: a) une faible pente des caractéristiques dans les portions de travail, b) la situation des portions initiales des caractéristiques à gauche de l'axe des ordonnées, c'est-à-dire dans la zone des valeurs positives des tensions de collecteur. Les potentiels positifs du collecteur par rapport

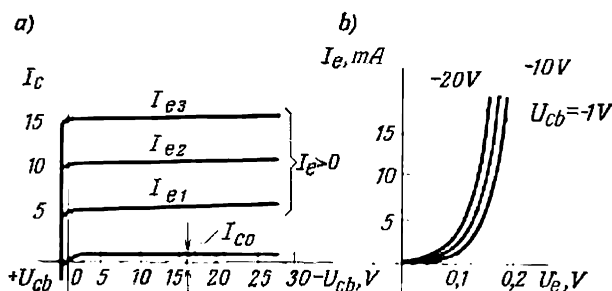


Fig. 2.16. Caractéristiques de sortie (*a*) et d'entrée (*b*) d'un transistor monté à base commune

à la base du transistor déterminent un régime dit régime de saturation. Dans ce régime, dans la base s'accumule une plus grande quantité de charges que lors de leur répartition normale, lorsque la concentration finale des trous du côté base de la jonction base-collecteur est nulle. En régime de saturation, la concentration des charges au voisinage de la jonction base-collecteur a une valeur finie.

La courbe inférieure de la figure 2.16,*a* se rapporte au courant thermique.

Les caractéristiques d'entrée d'un transistor à base commune (BC) peuvent être tracées d'après l'équation (2.10a) dans laquelle le second terme reste invariable si la tension U_{cb} a été choisie comme valeur constante.

La famille expérimentale des caractéristiques d'entrée tracées pour trois valeurs de $U_{cb} = -1$, -10 et -20 V est indiquée sur la figure 2.16,*b*.

La différence entre les caractéristiques expérimentales d'entrée et de sortie et les caractéristiques théoriques, si on les construit d'après les équations (2.10a) et (2.11a), est due au fait que dans ces équations on ne tient pas compte d'un effet, qui apparaît dans les transistors et est connu sous le nom de « modulation » de la base (ou effet Early). Il consiste en ce que l'épaisseur de la base *w* d'un

transistor change avec la tension U_{cb} puisque cette dernière détermine la largeur d_c de la jonction base-collecteur. La relation entre d_c et w pour deux valeurs de la tension collectrice U_{cb} et U'_{cb} est représentée par les diagrammes de la figure 2,17,*a*. A la valeur de la tension U_{cb} correspondent la valeur d_c de la jonction base-collecteur et l'épaisseur w de la base et à la tension U'_{cb} correspondent la largeur de la jonction d'_c et l'épaisseur w' de la base.

Les variations de l'épaisseur de la base (modulation de la base) avec U_{cb} provoquent des variations du courant d'émetteur I_e et du courant de collecteur I_c lorsque la tension U_e à l'entrée est maintenue constante (source de tension à l'entrée) ou des variations de la tension agissant sur la jonction émetteur-base lorsque le courant d'entrée est maintenu constant (source de courant à l'entrée).

A ces régimes limites correspondent les droites *1*, *2* et *3* qui caractérisent (approximativement) la répartition des concentrations des charges dans la base.

Pour une tension donnée U_e à l'entrée et une variation de la tension de U_{cb} à U'_{cb} la répartition des concentrations des charges se modifie simultanément avec la diminution de la largeur de la base de telle sorte que la droite *1* se transforme en la droite *2* de pente plus grande. A un tel passage correspond un accroissement du courant d'émetteur et du courant de collecteur ainsi qu'un accroissement du coefficient de transfert en courant α.

La courbe de la figure 2.17,*b* indique la relation numérique entre α et U_{cb}. L'accroissement du courant sur les portions à faible pente des caractéristiques de sortie (voir fig. 2.16,*a*) est lié à l'augmentation de α lors de l'accroissement en valeur absolue de U_{cb}. Le déplacement vers la gauche des caractéristiques d'entrée avec l'accroissement de U_{cb} (voir fig. 2.16,*b*) est lié à l'accroissement du courant d'émetteur pour une valeur fixe de U_e (droites *1* et *2* de la fig. 2.17,*a*).

Lorsque le courant d'entrée est invariable (I_e = const), le rétrécissement de la base lors du passage à la tension U'_c provoque le déplacement de la droite *1* à la place de la droite *3* qui lui est parallèle. La concentration initiale des charges dans la jonction émetteur-base diminue de $\Delta p_n = p_n - p'_n$ ce qui correspond à la diminution de ΔU_e de la tension d'entrée.

La variation de la tension d'entrée sous l'effet de la tension de sortie s'appelle, comme nous l'avons déjà dit, réaction en tension. En désignant par μ le coefficient de proportionnalité entre ΔU_c et ΔU_e on peut écrire :

$$\Delta U_e = \mu \Delta U_c. \qquad (2.12a)$$

Le coefficient de transfert en courant α est fonction aussi des variations du courant d'émetteur (fig. 2.17,*c*) et de la température de transistor (fig. 2.17,*d*).

La petite valeur de α pour de faibles courants s'explique par un nombre relativement grand de cas de recombinaison dans la base par rapport au flux total de porteurs de charges qui la traversent. Avec l'accroissement du courant, le nombre relatif des recombinaisons diminue mais aussi la vitesse de passage des charges par la

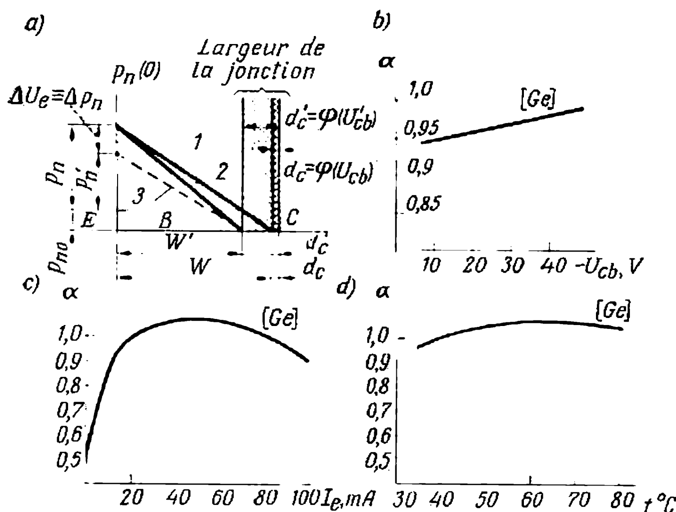


Fig. 2.17. Diagramme de répartition des concentrations pour deux valeurs de la tension de collecteur U_c (*a*) et variation du coefficient de transfert en courant en fonction de U_c (*b*), du courant I_e (*c*) et de la température (*d*)

base augmente (grâce à l'apparition d'un champ accélérateur interne dans la base), ce qui contribue également à l'accroissement du coefficient α.

Après avoir atteint sa valeur maximale le coefficient de transfert en courant diminue grâce à la diminution du coefficient d'injection du fait de l'accroissement de la concentration des porteurs majoritaires (électrons) dans la base et à l'accroissement, pour cette raison, du nombre de porteurs passant de la base dans l'émetteur.

L'accroissement de α avec l'élévation de la température s'explique par l'augmentation de la longueur de diffusion. A l'approche des températures limites admissibles, le coefficient α diminue de nouveau sous l'effet de l'influence dominante de restriction de la mobilité des porteurs.

L'influence de la température sur le courant thermique et le coefficient de transfert provoque le décalage des caractéristiques statiques du transistor.

A partir des caractéristiques statiques des transistors on construit, comme nous l'indiquerons plus loin, les diagrammes de

charge des étages d'après lesquels on choisit le point optimal de repos et l'on détermine les relations entre les composantes alternatives des courants et tensions à amplifier.

Pour que le signal alternatif à amplifier puisse passer par le circuit d'entrée (d'émetteur) dans les deux sens avec la conductibilité unilatérale de la jonction émetteur-base (effet de soupape), on introduit dans le circuit d'entrée du transistor, comme il a été indiqué sur la figure 2.12,*a*, une source de tension de polarisation E_e ou un courant de polarisation I_e. La valeur de ces grandeurs doit être supérieure à l'amplitude du signal alternatif d'entrée $U_{em}(I_{em})$. Aux composantes continue I_{e0} et alternative i_c du courant d'entrée correspondent les composantes de même nom du courant dans le circuit de sortie:

$$i_c = I_{c.r} + i_{\sim c}.$$

La relation entre les composantes alternatives des courants d'émetteur, de collecteur et de base est déterminée par les paramètres différentiels du transistor.

Le coefficient différentiel de transfert en courant de l'émetteur au collecteur

$$\alpha = \frac{di_c}{di_e}. \tag{2.13}$$

Le coefficient différentiel de transfert en courant de la base au collecteur:

$$\beta = \frac{di_c}{di_b} = \frac{di_c}{di_e} \cdot \frac{di_e}{di_e - di_c} = \frac{\alpha}{1-\alpha}. \tag{2.13a}$$

Le coefficient différentiel qui lie le courant d'émetteur à celui de base:

$$\frac{di_e}{di_b} = \frac{di_e}{di_e - di_c} = \frac{1}{1-\alpha} = \beta + 1. \tag{2.13b}$$

Pour de faibles variations des grandeurs alternatives (pour lesquelles sont valables les paramètres différentiels) elles sont désignées par i_e et u_e, i_c et u_c, i_b et u_b.

Les relations entre elles peuvent toujours être considérées comme linéaires et peuvent être exprimées analytiquement par des équations et des schémas équivalents correspondants qui reflètent les propriétés physiques des transistors réels.

La figure 2.18,*a* montre le schéma équivalent d'un transistor monté à base commune. Le schéma représente la combinaison de deux circuits dont le circuit de gauche se rapporte au circuit d'entrée émetteur-base et celui de droite au circuit de sortie collecteur-base. Le circuit de base à résistance r'_b y forme la branche commune.

La résistance différentielle d'émetteur r_e est un équivalent à l'aide duquel on détermine la relation entre la tension u_e agissant sur la jonction émetteur-base et le courant i_e passant par cette dernière. On peut trouver la valeur de r_e à partir de la dérivée par rapport à i_e du premier terme de l'expression (2.10a). A la température ordinaire:

$$r_e = \frac{\varphi_t}{i_e} = \frac{0{,}026}{i_e} \text{ [ohm].} \tag{2.13c}$$

Il résulte de l'expression (2.13c) que r_e est une résistance non linéaire puisque sa valeur est fonction du courant d'émetteur. La valeur de r_e est comprise entre quelques ohms et quelques dizaines d'ohms.

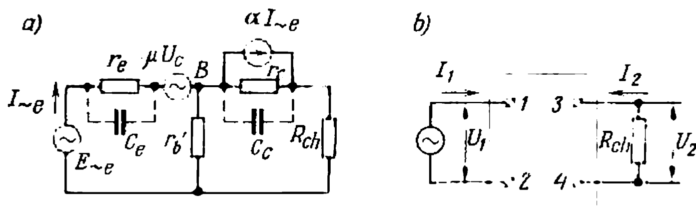


Fig. 2.18. Schéma équivalent d'un transistor monté à base commune (*a*) et schéma général d'un transistor considéré comme un quadripôle (*b*)

Le générateur de tension dans le circuit d'entrée μU_c reflète l'influence de la modulation de base sur le circuit d'entrée. Cette influence, comme il a été indiqué [voir la formule (2.12a)], se ramène à la variation de la tension d'entrée de $\Delta U_e = \mu \Delta U_c$. La valeur numérique de μ est très petite (elle est généralement comprise entre 10^{-4} et 10^{-3}) et, pour cette raison, souvent on n'introduit pas le générateur de tension de réaction dans le schéma équivalent.

La branche commune au circuit d'entrée et au circuit de sortie dans le schéma équivalent comprend une résistance ohmique r_b' qui représente la résistance volumique de la base considérée dans le sens de passage du courant de base.

Dans ce schéma le circuit de sortie comprend: a) un générateur équivalent de courant $\alpha I_{\sim e}$ à l'aide duquel on tient compte de la composante transitoire du courant dans la jonction base-collecteur; b) une résistance équivalente r_c branchée en parallèle avec le générateur de courant et permettant de prendre en considération l'influence de la modulation de base sur le coefficient de transfert en courant α. Cela permet de considérer le coefficient de transfert en courant dans le générateur $\alpha I_{\sim e}$ comme une constante. L'utilisation d'un coefficient variable α aurait compliqué les calculs.

La valeur numérique de r_c dépend de $U_{\sim c}$ et de w et est inversement proportionnelle, de la même façon que r_e, au courant d'émet-

teur. Pour $I_e = 1$ mA la valeur de r_c est comprise entre 0,5 et 1 mégohm.

En plus des résistances ohmiques, le schéma équivalent comporte aussi la capacité de la jonction émetteur-base C_e et celle de la jonction base-collecteur C_c. Pour chacune d'elles on distingue deux capacités: une capacité de barrière C_b qui apparaît par suite de la variation des charges d'espace dans la jonction *p-n* lorsque la tension appliquée varie, et la capacité de diffusion C_{dif} à l'aide de laquelle on tient compte de la variation quantitative des charges accumulées dans la base lors de la variation du courant dans le transistor sous l'action de la tension appliquée à la jonction (la connexion de ces capacités dans le schéma équivalent est indiquée en pointillé).

L'influence de la capacité de collecteur $C_c = C_{cb} + C_{c\ dif}$ commence à se manifester de façon notable lorsque l'étage amplificateur fonctionne dans la gamme de fréquences élevées. Ainsi, pour $r_c = 0{,}5$ à 1 mégohm, l'influence de la capacité de collecteur C_c commence à se faire sentir pour des fréquences de l'ordre de 5 à 10 kHz lorsque la résistance de charge R_{ch} qui agit en parallèle avec elle dans le circuit de sortie est à peu près du même ordre de grandeur que r_c (régime proche de la marche à vide). Mais lorsque la valeur de la résistance R_{ch} est plus petite et est comprise entre 5 et 10 kilohms, l'influence de la capacité de collecteur commence à se manifester seulement pour des fréquences supérieures à plusieurs dizaines de kilohertz.

L'influence de la capacité d'émetteur C_e shuntée par une très faible résistance r_e se manifeste pour des fréquences dépassant plusieurs mégahertz.

Avec le passage dans la gamme de fréquences élevées et de hautes fréquences, lorsque la période du signal d'entrée devient commensurable avec le temps de transit des charges à travers la base, le courant de collecteur i_c et le courant de base i_b sont déphasés par rapport au courant d'émetteur. Dans ce régime, le coefficient de transfert en courant devient une grandeur complexe ($\dot{\alpha}$) dont le module et l'argument sont variables.

La fréquence pour laquelle le module du coefficient de transfert en courant $|\dot{\alpha}|$ diminue de $\sqrt{2}$ fois est appelée *fréquence limite* ou *fréquence de coupure* f_α. Elle est l'un des paramètres fondamentaux d'un transistor et d'après sa valeur on juge du comportement du transistor en haute fréquence.

Lorsque $f_\alpha \leqslant 1$ MHz, les transistors sont dits transistors de basse fréquence. Dans les transistors moyenne fréquence f_α est comprise entre 1 et 20 MHz, et dans les transistors haute fréquence, la fréquence de coupure est de 20 à 200 MHz et plus.

Les paramètres d'un transistor faisant partie d'un schéma équivalent en T (fig. 2.18,*a*) sont appelés *paramètres internes* (*physiques*) puisqu'ils sont directement liés aux propriétés physiques des tran-

sistors. On peut les trouver par calcul d'après les dimensions géométriques des couches et les propriétés physiques des matériaux avec lesquels le transistor a été fabriqué. Mais il est difficile de les mesurer car les limites de séparation des couches internes et des jonctions dans un transistor sont inaccessibles et ne peuvent pas être connectées aux appareils de mesure. Pour cette raison, on admet comme paramètres de mesure d'un transistor ceux qui caractérisent les propriétés du transistor comme quadripôle (plus précisément comme tripôle).

On sait que le régime électrique d'un quadripôle (fig. 2.18,*b*) est caractérisé par quatre grandeurs mesurées de l'extérieur (le courant d'entrée $\dot{I}_1$, la tension d'entrée $\dot{U}_1$, le courant de sortie $\dot{I}_2$ et la tension de sortie $\dot{U}_2$) indépendamment du schéma électrique des connexions intérieures du quadripôle.

Le schéma des connexions intérieures d'un appareil donné considéré comme un quadripôle est pris en compte dans les expressions analytiques qui lient les paramètres du quadripôle aux paramètres physiques de l'appareil.

Si des quatre grandeurs qui caractérisent un transistor comme quadripôle on mesure le courant d'entrée $\dot{I}_1$ et la tension de sortie $\dot{U}_2$ (les plus faciles à mesurer) les deux autres grandeurs $\dot{U}_1$ et $\dot{I}_2$ qui dépendent des premières peuvent facilement être trouvées par les équations:

$$\dot{U}_1 = h_{11}\dot{I}_1 + h_{12}\dot{U}_2, \qquad (2.14)$$

$$\dot{I}_2 = h_{21}\dot{I}_1 + h_{22}\dot{U}_2, \qquad (2.15)$$

où h_{11}, h_{12}, h_{21} et h_{22} sont des paramètres h du quadripôle. Leurs dimensions et sens physique peuvent être établis en examinant les régimes de court-circuit à la sortie du quadripôle (lorsque $U_2 = 0$) et de marche à vide à l'entrée du quadripôle (lorsque $I_1 = 0$).

Ainsi, il résulte de la formule (2.14) que pour $U_2 = 0$, $h_{11} = \frac{U_1}{I_1}$. Cette grandeur mesurée en ohms représente l'impédance d'entrée du quadripôle, la sortie étant court-circuitée. Il résulte de (2.15) que pour $U_2 = 0$, le coefficient de transfert en courant $h_{21} = \frac{I_2}{I_1}$. Cette relation sans dimension représente le coefficient de transfert en courant du transistor lorsque sa sortie est mise en court-circuit. Pour $I_1 = 0$, il résulte de (2.14) que $h_{12} = \frac{U_1}{U_2}$. Cette relation qui est aussi sans dimension détermine le coefficient de réaction en tension (μ) lorsque l'entrée du quadripôle est à circuit ouvert. De la

formule (2.15) il résulte également que pour $\dot{I}_1 = 0$, le paramètre $h_{22} = \frac{I_2}{U_2}$. Ce rapport qui a la dimension d'un ohm^{-1} (ou mho) représente l'admittance de sortie du quadripôle (du transistor), l'entrée étant à circuit ouvert.

Les relations entre les paramètres h d'un transistor considéré comme quadripôle et ses paramètres physiques lorsqu'il est monté à base commune peuvent être établies, si l'on écrit les équations liant les courants et les tensions dans le schéma équivalent de la figure 2.18,*a* sous la même forme pour I_1 et U_2 que les équations (2.14) et (2.15). On obtient finalement:

$$h_{11} = r_e + (1-\alpha)\, r'_b, \tag{2.16}$$

$$h_{12} = \mu + \frac{r'_b}{r_c}, \tag{2.17}$$

$$h_{21} = -\alpha, \tag{2.18}$$

$$h_{22} = \frac{1}{r_c}. \tag{2.19}$$

En utilisant ce système d'égalités et la valeur de r_e tirée de (2.13c), on peut trouver tous les paramètres physiques d'un transistor qui font partie du schéma équivalent de la figure 2.18,*a*.

En plus des paramètres h, on indique dans les catalogues les valeurs du courant thermique de collecteur mesuré à la température ordinaire, les valeurs limites du courant de charge, de la tension de collecteur et de la puissance que le transistor peut dissiper sans échauffement excessif.

A partir de la valeur du courant thermique I_{c0} on peut trouver la résistance de collecteur $r_{c0} = \frac{U_c}{I_{c0}}$ du transistor pour une tension inverse fixe.

Elle diffère de la résistance de collecteur r_c, équivalent à l'aide duquel on tient compte de l'influence de la modulation de la base sur la composante alternative du courant de collecteur.

c) *Capacité de charge des transistors en tension et en courant. Construction des transistors*

La capacité de charge en courant d'un transistor est assurée par les dimensions géométriques de la surface utile de l'émetteur et du collecteur pour la densité de courant donnée. Elle est limitée par la puissance électrique qui se transforme en chaleur dans le transistor et doit être dissipée dans ce dernier pour une température d'échauffement admissible.

La capacité de charge en tension des transistors est déterminée par la valeur maximale de la tension de collecteur que la jonction base-collecteur peut supporter sans claquage et sans l'accroissement excessif du courant thermique. La valeur maximale de la tension agissant sur la jonction base-collecteur d'un transistor lorsque celui-ci fonctionne en amplificateur ou en un autre régime apparaît lorsque le courant dans le circuit de charge du transistor est minimal, ce qui correspond au courant thermique.

Les courbes de la figure 2.19,*a* montrent l'accroissement du courant thermique en fonction de la tension au collecteur pour deux

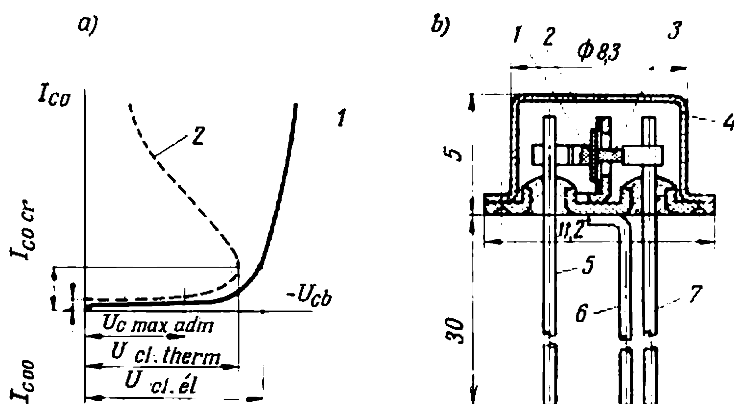


Fig. 2.19. Courbes des tensions de claquage (*a*) : *1* — claquage électrique ; *2* — claquage thermique ; coupe d'un transistor basse fréquence (*b*) : *1* — collecteur ; *2* — cristal de germanium ; *3* — électrode d'émetteur ; *4* — couvercle ; *5* — sortie de collecteur ; *6* — sortie de base ; *7* — sortie d'émetteur

cas possibles de claquage (percement) de la jonction base-collecteur lorsque le transistor est monté à base commune. La courbe *1* correspond au claquage dit électrique et caractérisé par l'accroissement du courant sous l'action d'un champ électrique croissant ; la courbe *2* correspond au claquage dit thermique caractérisé par l'augmentation du courant par suite de l'élévation rapide de la température de la jonction. Le claquage électrique a lieu lorsque le champ électrique dans la jonction augmente de façon telle que le passage direct des électrons du collecteur dans la base (effet tunnel) devient possible ou lorsque, sous l'action du champ dans la jonction, commence une multiplication intense des porteurs grâce à l'ionisation des atomes dans le cristal par des électrons ayant reçu dans le champ une énergie suffisante.

L'indice quantitatif de l'intensité de la multiplication des porteurs est le coefficient de multiplication M lié à la tension U_c

par la relation empirique suivante:

$$M = \frac{1}{1-\left(\frac{U_c}{U_{cl.\,él}}\right)^n}, \qquad (2.20)$$

où $U_{cl.\,él}$ est la tension limite (tension de claquage) pour laquelle M tend vers l'infini. Cela se produit lorsque les électrons libérés des atomes acquièrent à leur tour une énergie suffisante pour l'ionisation des atomes. La valeur de $U_{cl.\,él}$ dépend du matériau dont est faite la base et de sa résistivité ρ (n est l'exposant, lequel dépend également du matériau de la base).

Le claquage thermique a lieu lorsque l'accroissement du courant thermique I_{c0} est provoqué par des phénomènes liés entre eux: 1) l'accroissement de la composante thermique du courant inverse par suite de l'élévation de la température dans la jonction base-collecteur; 2) l'élévation de la température de la jonction par suite de l'accroissement du courant inverse.

On peut obtenir la relation analytique qui caractérise l'accroissement du courant lors du claquage thermique en remplaçant Δt dans (2.12) par sa valeur en fonction de la puissance dissipée dans la jonction base-collecteur et développée par le courant thermique I_{c0}. On arrive donc à une équation transcendante:

$$I_{c0} = I_{c00} e^{\varkappa (U_c I_{c0}) R_t}. \qquad (2.21)$$

où R_t est la résistance thermique du transistor;
$\varkappa$ un coefficient de la formule (2.12).

L'équation (2.21) dont les deux parties comprennent I_{c0} est satisfaite lorsque la tension U_c croît d'abord avec le courant (courbe en pointillé sur la figure 2.19,*a*) et ensuite, lorsque I_{c0} atteint une certaine valeur critique $I_{c0\ cr}$, cette tension passe par un maximum qui détermine la tension de claquage du transistor $U_{cl.\,therm}$.

La tension maximale admissible $U_{c\ max.\,adm}$ sur la jonction base-collecteur, introduite comme paramètre normalisé, est choisie inférieure à la tension de claquage avec un coefficient de sécurité (généralement de 1,3 à 1,5 par rapport à $U_{cl.\,therm}$ et de 1,5 à 1,8 par rapport à $U_{cl.\,él}$).

Pour les transistors au germanium basse fréquence (montés selon le schéma de la figure 2.18,*a*) la tension limite admissible est généralement comprise entre —30 et —60 V; pour les transistors au silicium elle est 1,5 à 2 fois plus grande; pour les transistors à haute fréquence elle ne dépasse généralement pas 10 à 15 V. La puissance dissipée dans les transistors de faible puissance est comprise entre 150 et 250 mW.

La technique de fabrication et l'exécution des transistors sont très diverses. La figure 2.19,*b* présente un transistor au germanium

basse fréquence (type П-14) en coupe. Le cristal de germanium auquel on a soudé un petit morceau d'indium est fixé sur un support métallique vertical. La base du transistor est reliée électriquement au corps. Les sorties extérieures du collecteur et de l'émetteur sont isolées du corps par des isolateurs de verre scellés dans le corps. Un compound d'imprégnation protège le cristal contre l'humidité. Le couvercle soudé au corps du transistor protège le cristal contre l'endommagement mécanique et facilite l'évacuation de la chaleur.

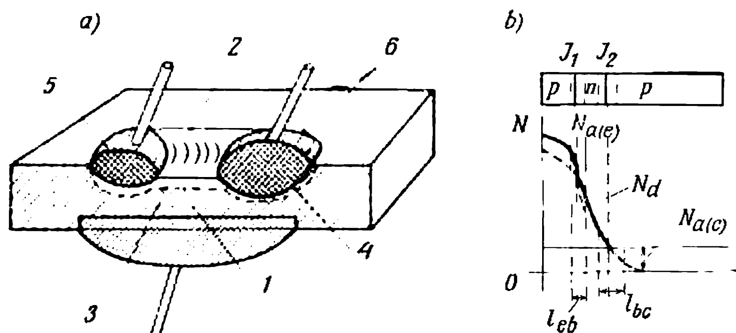


Fig. 2.20. Construction d'un transistor drift haute fréquence (*a*) : *1* — couche *p* de collecteur ; *2* — cavité ; *3* — partie connectrice de la couche de base ; *4* — couche de base sous l'émetteur ; *5* — bille en alliage (Pb + Sb) pour contact avec la base ; *6* — bille en alliage (In + Sb) créant la couche émettrice (*p*) et la partie fine de la couche de base (*n*) ; répartition de la concentration des charges dans les couches du transistor (*b*) : $N_{a(e)}$ — courbe de répartition des concentrations des impuretés acceptrices ; N_d — courbe de répartition de la concentration des impuretés donatrices ; $N_{a(c)}$ — droite de répartition de la concentration des atomes accepteurs dans le cristal initial

La chaleur se dissipe à travers le corps de l'appareil et la carcasse métallique sur laquelle il est fixé. Les transistors plus puissants sont dotés de radiateurs à surface bien développée.

Pour des transistors haute fréquence il fallait créer un nouveau modèle schématisé par la figure 2.20,*a*. L'élément principal est constitué par un monocristal de germanium de type *p*. Dans sa région supérieure est créé un cratère *2*, dont le fond est recouvert d'une couche de diffusion d'impureté donatrice *3* (antimoine). Cette couche joue le rôle de base. La partie plus épaisse de cette couche est connectée à une bille *5* à plus forte teneur en antimoine que la base afin d'obtenir un contact ohmique avec la couche de base. L'émetteur *4* et la couche plus fine *n* de la base séparée de l'émetteur et du collecteur par les jonctions *p-n* sont formés par une double diffusion d'atomes d'impureté de l'alliage d'indium et d'antimoine (bille *6*). La concentration de l'indium est plus grande que celle de l'antimoine (fig. 2.20,*b*). Pour cette raison, la concentration

superficielle des atomes accepteurs $N_{a(e)}$ diffusés de l'alliage est plus grande que celle des atomes donneurs N_d. L'émetteur *4* est créé par la différence entre $N_{a(e)}$ et N_d. La vitesse de diffusion des atomes d'antimoine est plus grande que celle des atomes d'indium et, pour cette raison, l'antimoine pénètre plus profondément et la courbe N_d coupe d'abord la courbe $N_{a(e)}$ et ensuite la droite des concentrations des impuretés acceptrices dans la couche collectrice *1*.

Une jonction *p-n* émetteur-base de longueur l_{eb} limitée par le point d'intersection des courbes $N_{a(e)}$ et N_d apparaît des deux côtés de la séparation de la base et de l'émetteur et une jonction *p-n* base-collecteur de longueur l_{bc} limitée par le point d'intersection de la courbe N_d avec la droite $N_{a(e)}$ apparaît des deux côtés de la limite séparant la base du collecteur.

La fréquence de coupure de ce transistor est augmentée non seulement du fait de très faible épaisseur de la base sous l'émetteur mais aussi grâce à l'apparition d'un champ électrique dans la base par suite de la répartition non homogène des impuretés dans cette dernière. Ce champ accélère le mouvement de trous à travers la base presque de deux fois par rapport au mouvement dû à la seule diffusion. L'accroissement de la fréquence dans les transistors appelés *transistors drifts* (ou à dérive) est également favorisé par une diminution notable de la capacité de collecteur C_c et de la résistance ohmique de la base r'_b.

La diminution de la capacité C_c est obtenue par l'augmentation de l'épaisseur de la jonction base-collecteur pour une variation progressive de la concentration des atomes d'impuretés et la diminution de la résistance r'_b par l'augmentation de l'épaisseur de la jonction de la couche de la base la reliant à sa sortie (couche *3* et bille *5* sur la figure 2.20,*a*).

On détermine les relations entre les composantes alternatives du courant et de la tension dans un transistor drift d'après un schéma équivalent analogue au schéma de la figure 2.18,*a* dans lequel le coefficient de transfert en courant $\dot{\alpha}$ est une grandeur complexe et les capacités des jonctions *p-n* sont utilisées comme paramètres efficaces. Dans le domaine de hautes fréquences la capacitance de la jonction base-collecteur étant de beaucoup inférieure à la résistance ohmique r_c branchée en parallèle, on n'introduit généralement pas cette dernière dans le schéma équivalent.

§ 2.4. Amplificateur à un étage à tube

Les paramètres principaux d'un étage amplificateur sont ses gains en courant, en tension et en puissance ainsi que ses impédances d'entrée et de sortie. Ces paramètres dépendent du montage adopté et des propriétés des appareils qui en font partie.

Les montages des amplificateurs à tubes et ceux des amplificateurs à semi-conducteurs présentent beaucoup d'analogies mais aussi des différences qui résultent des propriétés physiques des appareils et de leurs caractéristiques électriques. Aux §§ 2.4. et 2.5 nous indiquerons les analogies et les différences des montages types et des régimes de fonctionnement des amplificateurs à tubes et à semi-conducteurs en étudiant les montages simples (autonomes). L'analyse du fonctionnement des amplificateurs à tubes et de ceux à semi-conducteurs à deux étages se fait simultanément pour les deux genres d'amplificateurs.

a) *Divers montages d'un étage à tube*

La figure 2.21 montre trois montages possibles d'un amplificateur à étage unique à tube. Ils diffèrent par la connexion de la source de signal et de la résistance de charge.

Sur la figure 2.21,*a*, la source de signal de commande e_s est insérée dans le circuit de grille et la résistance de charge R_a (ou R_a en parallèle avec R_{ch}) est branchée dans le circuit anodique du tube.

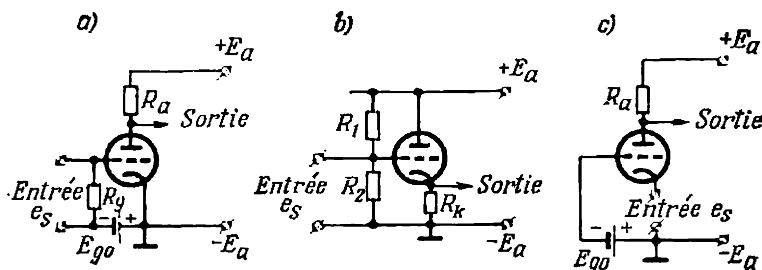


Fig. 2.21. Divers montages amplificateurs à tubes:
a—étage à cathode commune (à charge anodique); *b*—étage à anode commune (à charge cathodique)—cathodyne; *c*—montage à grille commune

Un tel étage est appelé *étage à charge anodique* ou *à cathode commune* car la cathode est électrode commune aux circuits d'entrée (de grille) et de sortie (d'anode) au point de vue alternatif.

L'étage à charge anodique est le plus répandu dans la technique d'amplification car il peut amplifier aussi bien la tension que le courant et l'amplification en puissance est alors maximale.

Dans un *étage à charge cathodique* ou *à anode commune* (fig. 2.21,*b*) le signal est toujours injecté dans le circuit de grille alors que la résistance de charge R_k est branchée dans la partie cathodique du circuit. L'anode forme l'électrode commune aux circuits d'entrée et de sortie (en alternatif).

Un étage à charge cathodique peut amplifier le courant mais pas la tension car U_{sor} y est toujours inférieure à e_s. Lors del'amplification du courant la puissance augmente aussi mais le gain en puissance est plus faible que dans un étage à charge anodique. L'étage à charge cathodique est caractérisé par une grande impédance d'entrée et une faible impédance de sortie. Pour cette raison, il est souvent utilisé comme étage intermédiaire (d'adaptation) s'il faut adapter une forte impédance de sortie d'un étage à une faible impédance d'entrée d'un autre.

L'*étage à grille commune* (ou grille à la masse) d'une troisième variante de montage (fig. 2.21,*c*) se caractérise par une source de signal introduite dans le circuit cathodique, tandis que la grille sert d'électrode commune. Il donne le gain en tension et en puissance et est utilisé dans certains types d'amplificateurs à haute fréquence. Ses principaux défauts sont : l'absence d'amplification en courant et le courant relativement fort que doit fournir la source de signal

b) Etage amplificateur à charge anodique

Dans un étage amplificateur autonome (simple) la tension de polarisation E_{g0} qui détermine son point de repos est généralement obtenue non pas à partir d'une source de tension séparée, comme

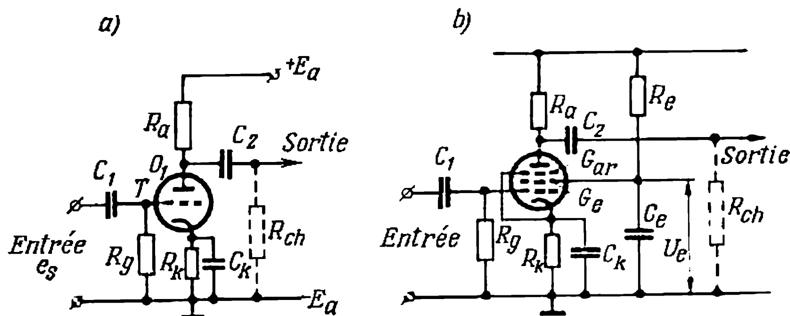


Fig. 2.22. Schémas complets des étages amplificateurs:
a—à triode; *b*—à pentode

dans les montages de la figure 2.21,*a* et *c*, mais à l'aide d'une cellule dite de polarisation automatique. Cette cellule (fig. 2.22,*a* et *b*) comporte une résistance R_k shuntée par un condensateur C_k. La capacité du condensateur C_k est choisie très grande de sorte que presque toute la composante alternative du courant anodique passe par la capacité. Par la résistance R_k passe surtout la composante continue du courant. La chute de tension continue dans R_k joue le rôle de tension de polarisation E_{g0}. Comme dans les montages des figures 2.4,*b*, 2.9,*a* et 2.10,*a* la résistance R_g appelée résistance de

fuite relie le pôle négatif de la source de polarisation à la grille et en même temps renvoie à la cathode les électrons captés par la grille sur leur trajet vers l'anode.

La valeur numérique de la résistance R_k lorsqu'elle joue le rôle d'élément de polarisation doit satisfaire à l'égalité :

$$R_k = \frac{E_{g0}}{I_{a0}}. \qquad (2.22)$$

Dans le choix des valeurs de E_{g0} et I_{a0} on est guidé par le souci d'avoir le régime de repos le plus favorable à l'étage amplificateur et d'assurer une haute linéarité d'amplification pour un signal maximal en même temps qu'un gain suffisamment grand pour une puissance minimale absorbée de la source d'alimentation.

Dans une cellule de polarisation automatique le condensateur C_k doit avoir une capacité suffisamment grande afin de présenter pour la plus basse fréquence d'amplification f_{inf} possible de l'étage une susceptance de capacité au moins deux à trois fois supérieure à la conductance résultante des branches montées en parallèle avec C_k. On y arrive lorsque :

$$C_k \geqslant \frac{2 \text{ à } 3}{f_{inf}\left(R_k \,\Big\|\, \frac{R_i+R_a}{\mu+1}\right)} \qquad (2.23)$$

La résistance ohmique résultante de l'expression entre parenthèses du dénominateur comprend deux résistances montées en parallèle : la résistance cathodique R_k et la résistance d'entrée $\frac{R_i+R_a}{\mu+1}$ du tube du côté de la cathode. Cette dernière est la somme de la résistance interne R_i du tube et de la résistance anodique R_a rapportée au circuit cathodique. On verra de la relation (2.32) que, rapportées au circuit cathodique, les résistances R_a et R_i diminuent de $(\mu + 1)$ fois.

Le signal alternatif est injecté par l'intermédiaire d'un condensateur d'entrée (appelé condensateur de liaison ou de couplage) afin de prévenir le passage de la composante continue de la tension du capteur dans le circuit de grille.

La résistance R_g est généralement de 10^5 à 10^6 ohms. Sa valeur maximale est limitée par la nécessité de prévenir une variation notable du potentiel continu de la grille lors du passage par R_g même d'un faible courant de grille dû à la capture d'électrons. La variation du potentiel de grille provoque un déplacement du point de repos. La valeur minimale de R_g est limitée par la nécessité d'assurer un minimum de courant et de puissance prise au capteur par le circuit de grille.

Lorsqu'on utilise comme tube amplificateur une tétrode à faisceaux dirigés ou une pentode (fig. 2.22,*b*) le montage comporte encore

un circuit d'alimentation de la grille écran qui représente dans la plupart des cas un diviseur de tension à résistances et capacités. Nous avons indiqué ses fonctions au § 2.2. On calcule la valeur de la résistance R_e d'après l'égalité:

$$R_e = \frac{E_a - U_e}{I_e}. \tag{2.24}$$

On choisit la capacité du condensateur C_e en partant d'une égalité analogue à (2.23) :

$$C_e = \frac{2 \text{ à } 3}{f_{\inf}(R_e \parallel R_{ie})}, \tag{2.25}$$

où $R_{ie} = \frac{dU_e}{di_e}$ est la résistance différentielle de l'intervalle grille écran-cathode. Elle est indiquée dans les catalogues pour le bran-

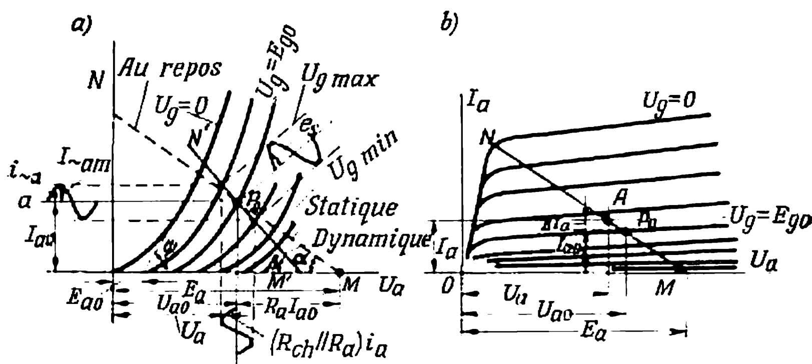


Fig. 2.23. Diagrammes de charge d'un étage amplificateur à triode (*a*) et à pentode (*b*)

chement d'une tétrode en triode lorsque la grille écran est reliée à l'anode.

Comme nous l'avons déjà indiqué, la linéarité de l'amplification et le gain dépendent du choix du point de repos sur le diagramme de charge de l'étage (fig. 2.23,*a*) qui représente une combinaison des caractéristiques d'anode (de sortie) du tube avec la droite de charge. Le choix du point de repos (qui est guidé par les valeurs de E_a recommandées dans les catalogues) se fait d'après plusieurs valeurs préalablement choisies des résistances d'anode R_a et de la tension de polarisation E_{g0}.

Le diagramme de charge de la figure 2.23,*a* est construit pour une triode.

La droite de charge *MN* tracée en pointillé se rapporte au régime de repos. Le point *M* sur l'axe des abscisses correspond à la tension

d'alimentation E_a. La pente de la droite est déterminée par l'angle α dont la cotangente est proportionnelle à la résistance de charge R_a:

$$\operatorname{cotg} \alpha = \frac{a}{b} R_a, \tag{2.26}$$

où a et b sont les coefficients d'échelle du courant (sur l'axe des ordonnées) et de la tension (sur l'axe des abscisses).

Le point d'intersection de la droite de charge MN avec la caractéristique $I_a(U_a)$ relevée pour $U_g = E_{g0}$ détermine le point de repos P_0.

Lorsqu'on applique le signal d'entrée e_s il apparaît dans le circuit d'anode une composante alternative du courant pour laquelle la résistance de charge R_{ch} se trouve branchée (voir fig. 2.22,*a*) par le condensateur de liaison C_2 en parallèle sur R_a. Si la capacité du condensateur C_2 est suffisamment grande pour qu'on puisse la considérer comme infinie, la droite de charge (ligne $M'N'$ sur la figure 2.23,*a*) est aussi une droite. On l'appelle droite de charge dynamique ou droite de charge pour la composante alternative du courant parce qu'elle représente le lieu géométrique du point de fonctionnement de l'étage amplificateur (le point d'intersection de la droite de charge avec les caractéristiques statiques du tube) quand les variables d'entrée sont sinusoïdales.

La droite de charge dynamique passe également par le point de repos P_0 mais sa pente est déterminée par un angle β dont la cotangente est proportionnelle à la résistance résultante $R_a \parallel R_{ch}$.

Pour faciliter l'analyse graphique, la sinusoïde du signal d'entrée a été également portée sur le diagramme de charge. Elle a été tracée sur une droite perpendiculaire à la droite de charge dynamique. Les coordonnées du point de fonctionnement en mouvement déterminent les valeurs de l'intensité et de la tension anodique du tube.

La composante alternative de la tension anodique du tube détermine aussi sa tension de sortie car le tube et la résistance de charge sont montés en parallèle par rapport aux bornes de sortie de l'étage (la source d'alimentation est alors considérée comme court-circuitée).

Afin que, pour un signal d'entrée sinusoïdal, le courant de sortie (la courbe située à gauche) et la composante alternative de la tension de sortie (la courbe située en bas) soient également sinusoïdaux (régime linéaire d'amplification), on limite la portion utile de la droite de charge dynamique au tronçon où les caractéristiques d'anode sont équidistantes.

D'après les valeurs de $U_{g\,max}$ et $U_{g\,min}$ (fig. 2.23,*a*) correspondant aux caractéristiques $I_a(U_a)$ limites on détermine sur le tronçon d'amplification linéaire l'amplitude du signal d'entrée E_{gm} pour laquelle la linéarité de l'amplification est observée

$$E_{gm} = \frac{U_{g\,max} - U_{g\,min}}{2}.$$

On voit d'après le diagramme de charge et les constructions effectuées sur lui que plus la pente de la droite de charge $M'N'$ est forte (plus la valeur de la résistance de charge est faible) plus la zone d'amplification linéaire du courant est grande. Mais la tension de sortie diminue alors car la projection de la zone utile sur l'axe des abscisses qui détermine cette tension devient plus courte.

Les valeurs de R_a et E_{g0} qui pour le type de tube choisi, la tension d'alimentation E_a donnée et l'amplitude requise du signal d'entrée E_{gm} assurent la plus grande linéarité d'amplification et un gain assez élevé pour une consommation minimale de puissance en régime de repos $P_0 = U_{a0}I_{a0}$ sont adoptées comme valeurs optimales.

Si pour une triode à caractéristiques de gauche la valeur de E_{g0} a été choisie approximativement égale à la moitié de la tension de blocage (U_{gb} sur la figure 2.7,*b*), les valeurs optimales de R_a sont généralement comprises dans les limites suivantes:

$$R_a = (2 \text{ à } 5)\, R_i, \tag{2.27}$$

où R_i est la résistance interne de la triode sur la portion rectiligne de la caractéristique de grille.

Pour les triodes à caractéristiques de droite, les tétrodes et les pentodes, auxquelles correspond le diagramme de charge de la figure 2.23,*b*, la valeur optimale de la résistance est généralement comprise dans les limites suivantes :

$$R_a \approx (0{,}05 \text{ à } 0{,}15)\, R_i, \tag{2.28}$$

où R_i est la résistance interne du tube sur les portions de faible pente des caractéristiques $I_a(U_a)$.

Etant donné les intervalles inégaux entre les caractéristiques $I_a(U_a)$ des tétrodes et des pentodes, une grande linéarité d'amplification n'est obtenue avec ces tubes que pour des signaux d'entrée relativement faibles même si la relation (2.28) est satisfaite.

Pour des signaux d'entrée intenses, la courbe du courant anodique et, par conséquent, la courbe de la tension de sortie non seulement ne sont plus sinusoïdales mais deviennent asymétriques par rapport à l'axe horizontal passant par le point de repos. Il en résulte que la valeur moyenne du courant de sortie diffère du courant de repos I_{a0} de la valeur ΔI_a (fig. 2.23,*b*).

La représentation graphique donnée du régime de fonctionnement d'un étage amplificateur se rapporte à un montage à polarisation fixe. Dans le cas de polarisation automatique (avec $C_k = \infty$), la droite de charge est déplacée parallèlement à elle-même de la valeur $I_{a0}R_k$.

Pour des signaux faibles, le calcul des courants et des tensions se fait le plus souvent analytiquement, par approximation linéaire

des caractéristiques $I_a (U_a)$ à l'aide des droites qui coïncident avec les portions linéaires des caractéristiques $I_a (U_a)$. Le prolongement en pointillé d'une telle droite pour $U_g = 0$ (fig. 2.23,*a*) coupe sur l'axe des abscisses le tronçon E_{a0} qui détermine la tension initiale d'approximation. Toutes les autres caractéristiques $I_a (U_a)$ de cette famille de courbes sont décalées de μU_g l'une par rapport à l'autre.

En partant de l'équilibre des tensions dans le circuit anodique (fig. 2.23) on peut trouver la chute de tension interne dans le tube d'après l'égalité:

$$\Delta U_a = I_a R_i = E_a - E_{a0} - \mu U_g - I_a (R_a + R_k) \tag{2.29}$$

ou de l'égalité:

$$I_a (R_i + R_a + R_k) = E_a - E_{a0} - \mu U_g. \tag{2.30}$$

Après avoir introduit $U_g = -E_{g0} + e_s$ dans la formule (2.30) et séparé la composante continue du courant anodique total (lorsque $e_s = 0$), on obtient:

$$I_{a0} = \frac{E_a - E_{a0} + \mu E_{g0}}{R_i + R_a + R_k} \tag{2.31}$$

En introduisant dans (2.31) la valeur de $E_{g0} = -I_{a0} R_k$ et en résolvant cette équation par rapport à $I_{a0} = I_k$, on trouve

$$I_{a0} = \frac{E_a - E_{a0}}{R_a + R_i + (\mu + 1) R_k}. \tag{2.32}$$

L'apparition dans le dénominateur du facteur $(\mu + 1)$ s'explique par le fait que la résistance R_k, en plus de son influence directe sur le courant dans le circuit anodique, fait varier la tension dans le circuit de grille, ce qui se traduit dans le circuit anodique par une valeur μ fois plus grande.

La résolution des équations (2.22) et (2.32) donne la valeur requise de R_k de polarisation automatique.

On détermine la composante alternative du courant anodique à partir de la formule (2.30), en y considérant seulement les composantes alternatives des tensions et en éliminant la résistance de cathode R_k shuntée par le condensateur C_k:

$$i_{a\sim} = \frac{\mu e_s}{R_i + R_a}. \tag{2.33}$$

A cette équation correspond le schéma équivalent de la figure 2.8,*a* relatif à une triode à caractéristiques de gauche.

Le schéma équivalent, en plus de la composante alternative du courant anodique, permet de trouver la tension de sortie, le gain, la puissance de sortie et la résistance de sortie de l'étage.

Ainsi, le gain en tension est:

$$K_U = -\frac{u_{ch}}{e_s} = -\frac{1}{e_s} \cdot \frac{\mu e_s}{R_a + R_i} R_a = -\mu \frac{R_a}{R_i + R_a}. \tag{2.34}$$

Le deuxième membre est affecté du signe « moins » parce que dans un étage à charge anodique la variation de la tension de sortie est opposée en phase à la variation du signal d'entrée. En effet, lorsque le potentiel de grille augmente, le potentiel d'anode baisse (par rapport à la masse).

Lorsque la résistance de cathode R_k n'est pas shuntée par un condensateur, le gain en tension, comme il résulte du rapport des composantes alternatives de la tension faisant partie de la formule (2.29), a pour expression:

$$K_U = \mu \frac{R_a}{R_i + R_a + (\mu + 1) R_k}. \qquad (2.34a)$$

Compte tenu du rapport entre R_a et R_i recommandé par l'égalité (2.27), on déduit de la formule (2.34) que pour la résistance d'anode maximale admissible (du point de vue de la linéarité d'amplification) le gain K_U (pour des triodes) est de 0,6 à 0,8 du coefficient statique d'amplification μ du tube.

Pour les tétrodes et les pentodes, on peut négliger dans le dénominateur de la formule (2.33) la valeur de R_a en comparaison avec R_i. On a alors:

$$i_a = \frac{\mu e_s}{R_i} \approx S e_s, \qquad (2.35)$$

où S est la pente du tube.

A cette équation correspond le schéma équivalent de la figure 2.11,*b*.

Avec une tétrode ou une pentode, le gain en tension est:

$$K_U = -\frac{S e_g R_a}{e_g} = -S R_a. \qquad (2.36)$$

Cette égalité montre que les propriétés d'amplification d'un étage à tétrode ou à pentode dépendent de la pente S du tube et non de son coefficient d'amplification μ.

Tant que la fréquence du signal n'excède pas quelques dizaines de kHz (domaine de fréquences moyennes) on peut considérer l'impédance d'entrée de l'étage comme résistance ohmique:

$$R_{ent} \approx R_g. \qquad (2.37)$$

Aux fréquences plus élevées, à la composante active du courant d'entrée s'ajoute une composante réactive due à l'existence des capacités interélectrodes. Elle comprend un courant de déplacement dû à la capacité grille-cathode C_{gk}:

$$\dot{I}_{gk} = j\omega C_{gk} \dot{E}_g \qquad (2.38)$$

et un courant de déplacement dû à la capacité grille-anode C_{ga}:

$$\dot{I}_{ag} = j\omega [C_{ga} (1 + K_U)] \dot{E}_g. \qquad (2.39)$$

Dans ce cas, la composante réactive du courant total

$$\dot{I}_g = j\omega\,[C_{gk} + (1 + K_U)\,C_{ga}]\,E_g = j\,\frac{E_g}{X_g}\,, \qquad (2.40)$$

où ω est la pulsation du signal.

L'impédance d'entrée :

$$Z_{ent} = -j\,\frac{R_g X_g}{R_g - jX_g}\,. \qquad (2.41)$$

En plus des capacités interélectrodes la grandeur X_g comprend aussi une capacité de cablage C_c (capacité des pièces détachées et des fils par rapport à la masse).

La résistance de sortie de l'amplificateur représente sa résistance interne par rapport aux bornes extérieures. Dans le cas général, on peut la définir comme le rapport de la tension alternative arbitraire U_0 appliquée aux bornes A et K du schéma équivalent de la figure 2.8,*a* au courant I_0 absorbé par le montage. Les f.é.m. des sources de tension, si elles existent dans le montage, sont considérées nulles.

Pour un étage amplificateur à triode:

$$R_{sor} = \frac{R_a R_i}{R_a + R_i}\,. \qquad (2.42)$$

Cela résulte du fait que la résistance interne R_i et la résistance d'anode R_a du tube sont connectées en parallèle avec les bornes de sortie de l'étage.

Dans un étage amplificateur à pentode on peut négliger la résistance R_i dans le schéma équivalent de la figure 2.11,*a* et on a alors

$$R_{sor} = R_a. \qquad (2.43)$$

c) *Etage amplificateur à charge cathodique*

Un étage à charge cathodique appelé aussi montage à cathode asservie ou cathodyne (fig. 2.24,*a*) présente cette particularité que la résistance de régime R_k est branchée dans le circuit cathodique du tube et non dans le circuit d'anode. La résistance de cathode R_k est utilisée directement comme résistance de charge ou la résistance de charge R_{ch} (figurée en pointillé) est branchée en parallèle avec R_k par le condensateur C_2. Lorsque la capacité du condensateur C_2 est suffisamment grande pour être considérée comme infinie (comme c'est généralement le cas) l'analyse du régime pour le second mode de branchement de la charge ne diffère pas du premier. La résistance de charge en courant alternatif est alors déterminée par les branches parallèles: $R'_{ch} = R_k \parallel R_{ch}$.

Etant donné que R_k (ou R'_{ch}) constitue la portion commune aux circuits de sortie et d'entrée, la chute de tension $i_k R'_{ch}$ participe simultanément à l'équilibre des tensions dans les deux circuits. Cela détermine l'existence dans l'étage d'une réaction en tension.

En régime de repos la chute de tension $I_{k0}R_k$ polarise négativement la grille d'une façon automatique. En vue d'étendre la gamme de service, on introduit encore dans le circuit de grille de l'amplificateur une polarisation positive $+E_{g0}$.

Cela est réalisé soit par le bras inférieur R_2 d'un diviseur de tension extérieur, comme dans le schéma de la figure 2.24,*a* (ce qu'on

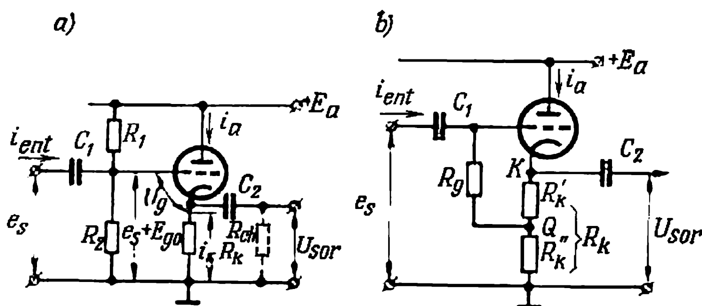


Fig. 2.24. Schéma complet d'un amplificateur à charge cathodique avec polarisation provenant d'un diviseur de tension extérieur (*a*) ; avec polarisation provenant d'une résistance cathodique fractionnée (*b*)

faisait souvent auparavant), soit par la fraction inférieure R''_k de la résistance de cathode fractionnée, comme dans le schéma de la figure 2.24,*b* (ce qu'on fait actuellement).

Dans les deux cas, la tension u_g entre la grille et la cathode du tube est donnée par l'expression :

$$-u_g = e_s + E_{g0} - i_k R_k. \qquad (2.44)$$

Les grandeurs dans cette expression sont toutes arithmétiques et, pour cette raison, la tension u_g est affectée du signe « moins » car (en régime normal de fonctionnement) le potentiel de grille est négatif par rapport à la cathode.

Le type de tube, la tension d'alimentation et la résistance de cathode R_k sont choisis d'après le diagramme de charge de la figure 2.25,*a* à partir de la condition d'avoir un courant maximal I_{km} (correspondant au point d'intersection de la droite de charge avec la caractéristique du tube pour $U_g = 0$) au moins double de l'amplitude de la composante alternative du courant de sortie ($I_{km} \gg 2I_{chm}$). La chute de tension dans la résistance de charge pour le courant maximal doit être au moins double de la composante alternative de la tension de sortie ($U_{km} \gg 2U_{sor\,m}$).

On connaît généralement $I_{\text{ch}\,m}$ et $U_{\text{sor}\,m}$ comme grandeurs de départ ou bien l'une d'elles et la résistance de charge:

$$R_{\text{ch}}=\frac{U_{\text{sor}\,m}}{I_{\text{ch}\,m}}. \tag{2.45}$$

Au lieu de la tension de sortie on peut introduire dans cette expression l'amplitude du signal d'entrée car dans l'étage considéré l'une et l'autre sont proches comme il sera montré plus loin.

Les valeurs satisfaisantes de $I_{\text{k}m}$ et $U_{\text{k}m}$ déterminent la position de la droite de charge MN et de ce fait la valeur de R_{k} (puisque $R_{\text{k}}\equiv\operatorname{cotg}\alpha$) et la tension de polarisation automatique $-U_{\text{g}0}=$ $=-I_{\text{k}0}R_{\text{k}}$. Cette dernière (pour $E_{\text{g}0}=0$) est déterminée par la

Fig. 2.25. Diagramme de charge (a) et caractéristique entrée-sortie d'un amplificateur à charge cathodique (b)

projection du point d'intersection de la droite de charge avec la caractéristique de sortie du tube relevée pour U_{g} numériquement égale à la chute de tension $I_{\text{k}0}R_{\text{k}}$ donnée par le tronçon ML.

Avec la seule polarisation automatique le régime de repos serait déterminé par le point P_0 dont l'ordonnée serait égale au courant de repos $I_{\text{a}0}$. La portion utile MS de la droite de charge ne serait pas alors utilisée complètement en régime d'amplification d'un signal alternatif parce que le point P_0 est déplacé par rapport au milieu du tronçon MS.

Afin de mieux utiliser la portion de la droite de charge sur laquelle l'amplification est linéaire, portion limitée en bas (fig. 2.25,a) par l'exigence d'équidistance entre les caractéristiques de sortie de la triode et en haut par l'apparition de courants de grille notables (ce qui a lieu pour $|U_{\text{g}}|\leqslant 0{,}5$ à 1 V), on prévoit dans le circuit de grille, comme il a été indiqué plus haut, une polarisation positive $+E_{\text{g}0}$.

Lorsque cette polarisation est créée à l'aide d'un diviseur de tension extérieur, on obtient la tension requise $E_{\text{g}0}$ en choisissant le rapport des résistances des branches du diviseur conformément à la

proportion:

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{E_a - E_{g0}}{E_{g0}}. \qquad (2.46)$$

La limite supérieure de R_2 est définie d'après le même critère que la résistance de fuite R_g (voir fig. 2.22). On obtient la valeur maximale de la résistance d'entrée R_{ent} pour $R_1 = R_2 = R_g$.

Lorsqu'on obtient E_{g0} par fractionnement de R_k, la fraction supérieure R'_k, la chute de tension dans laquelle est appliquée par son « moins » par la résistance R_g à la grille, joue le rôle d'élément de polarisation automatique négative et la fraction R''_k, celui d'élément de polarisation positive, comme la résistance R_2 dans le schéma de la figure 2.24,*a*, étant donné qu'à la grille est appliqué son « plus » (par rapport au fil commun avec la source du signal e_s).

La relation entre les valeurs de sortie de l'amplificateur et le signal d'entrée peut être établie directement si l'on passe du diagramme de charge (fig. 2.25,*a*) à la caractéristique entrée-sortie de l'amplificateur (fig. 2.25,*b*) représentant la variation du courant (de la tension) de sortie en fonction du signal d'entrée e_s.

Les valeurs de e_s portées en abscisses sur la figure 2.25,*b* représentent la somme algébrique des valeurs de $-U_g$ inscrites sur les caractéristiques d'anode et des valeurs de $I_k R_k$ trouvées par projection sur l'axe des abscisses des points d'intersection de ces caractéristiques avec la droite de charge (fig. 2.25,*a*).

La résistance R''_k doit satisfaire à la relation:

$$R''_k = \frac{E_{g0}}{I_{k0}}.$$

La résistance R'_k complète R''_k jusqu'à la valeur trouvée de R_k et est donc définie par la différence

$$R'_k = R_k - R''_k.$$

La valeur de R'_k représente généralement une faible fraction de R_k: (0,02 à 0,05) R_k.

Les relations entre les composantes alternatives du courant et de la tension ainsi que les paramètres de l'amplificateur à charge cathodique en régime linéaire d'amplification peuvent être trouvés analytiquement à l'aide d'un schéma équivalent comme dans le cas d'un amplificateur à charge anodique.

Ce schéma est construit pour l'expression de la composante alternative de la tension de sortie. De la formule (2.30), en tenant compte seulement des composantes alternatives $u_g = e_s - i_k R_k$, on obtient:

$$u_{sor} = i_k R_k = \frac{\mu e_s}{R_i + (\mu + 1) R_k} R_k. \qquad (2.47)$$

En divisant le numérateur et le dénominateur par $(\mu+1)$, on a :

$$u_{sor}=\frac{\frac{\mu}{\mu+1}e_s}{\frac{R_i}{\mu+1}+R_k}R_k. \qquad (2.48)$$

A cette égalité correspond le schéma équivalent de la figure 2.26. Le générateur de tension équivalent y est représenté par la grandeur $\frac{\mu}{\mu+1}e_s$ et sa résistance interne par $\frac{R_i}{\mu+1}$. Dans cet étage le gain en tension a pour l'expression :

$$K_U=\frac{U_{sor\,m}}{E_{g\,m}}=\frac{\mu R_k}{R_i+R_k(\mu+1)}. \qquad (2.49)$$

Lorsque $R_k(\mu+1)$ est très supérieur à R_i (cas d'une triode), on a :

$$K_U\approx\frac{\mu}{\mu+1}. \qquad (2.50)$$

Pour les tétrodes à faisceaux dirigés ou les pentodes où $\mu\gg1$, il est plus commode d'utiliser comme paramètre la pente S du tube. En divisant dans l'équation (2.49) le numérateur et le dénominateur par R_i et en utilisant l'équation fondamentale du tube (2.6), on obtient :

$$K_U=\frac{SR_k}{1+SR_k}. \qquad (2.51)$$

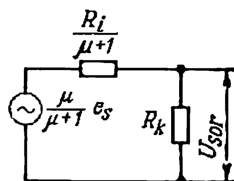


Fig. 2.26. Schéma équivalent d'un étage amplificateur à charge cathodique

Il résulte des formules (2.50) et (2.51) que le gain en tension obtenu avec les amplificateurs à charge cathodique est toujours inférieur à l'unité bien qu'il en soit très proche. Que K_U soit proche de l'unité signifie que la tension de sortie diffère peu du signal d'entrée, d'où le nom de répéteur cathodique qu'on donne parfois à ce montage.

L'utilisation d'un amplificateur à charge cathodique se ramène principalement à l'amplification du courant et à l'adaptation des impédances entre les étages ou autres portions du montage dont l'élément précédent présente une grande impédance de sortie et l'élément suivant une faible impédance d'entrée.

L'adaptation d'impédances assure, comme on le sait, un transfert optimal de la puissance.

L'adaptation d'impédances à l'aide d'un montage cathodyne est souvent utilisée pour associer le capteur au premier étage amplificateur ou pour permettre le fonctionnement de l'étage final sur une faible résistance de charge.

Pour des fréquences peu élevées l'impédance d'entrée d'un amplificateur à charge cathodique est considérée comme une résistance pure. Dans un montage à diviseur de tension (fig. 2.24,*a*) pour $R_1 = R_2 = R_g$ elle ne dépasse pas:

$$R_{ent} \approx \frac{R_g}{2}. \qquad (2.52)$$

Dans un étage à résistance de cathode fractionnée (fig. 2.24,*b*) aux bornes de la résistance R_g agit la différence des tensions du signal d'entrée e_s et de la chute de tension dans R''_k, laquelle est très proche de U_{sor}.

Comme

$$e_s - U_{sor} \cong (1 - K_U)\, e_s \qquad (2.53)$$

on a pour la résistance d'entrée d'un étage à résistance de cathode fractionnée:

$$R_{ent} \cong \frac{R_g}{1 - K_U}. \qquad (2.54)$$

Pour $K_U = 0{,}96$ on a $R_{ent} = 25R_g$. Cette valeur est d'environ 50 fois supérieure à R_{ent} d'un étage à diviseur de tension extérieur.

Dans un étage à diviseur extérieur le gain en courant:

$$K_I = \frac{I_{ch\,m}}{I_{ent\,m}} = \frac{U_{sor\,m}}{R_{ch}} : \frac{E_{gm}}{R_1 \| R_2} \approx K_U \frac{R_1 \| R_2}{R_{ch}}. \qquad (2.55)$$

Dans un étage à résistance de cathode fractionnée:

$$K_I \approx K_U \frac{1}{1 - K_U} \cdot \frac{R_g}{R_{ch}}, \qquad (2.56)$$

ce qui dépasse considérablement le gain K_I donné par (2.55).

L'augmentation importante de la résistance d'entrée et du gain en courant dans un montage cathodyne à résistance de cathode R_k fractionnée comparativement à un montage à diviseur de tension extérieur explique le large emploi de la première méthode de création de polarisation positive.

Aux fréquences élevées, à la composante active de la tension d'entrée s'ajoute la composante réactive. On la trouve d'après la composante réactive du courant que laissent passer les capacités interélectrodes C_{ga} et C_{gk}:

$$\dot{I}_g = j\omega C_{ga} E_g + j\omega C_{gk} (1 - K_U) E_g. \qquad (2.57)$$

En comparant cette expression à (2.40) on voit que dans un amplificateur à charge cathodique la composante réactive du courant d'entrée est beaucoup plus faible que dans un étage à charge anodique. Par conséquent, la réactance de l'impédance d'entrée d'un amplificateur à charge cathodique aux fréquences élevées est beaucoup plus grande que celle d'un montage à charge anodique.

L'un des principaux avantages du montage cathodyne est justement de présenter une grande impédance d'entrée dans une large gamme de fréquences.

La résistance de sortie d'un amplificateur à charge cathodique est déterminée par ses résistances cathodique R_k et interne R_i rapportée au circuit cathodique branchées en parallèle:

$$R_{sor} = \frac{R_i}{\mu+1} \| R_k. \tag{2.58}$$

Comme $\mu \gg 1$, en négligeant l'unité dans le dénominateur, on peut écrire l'équation (2.58) sous la forme:

$$R_{sor} \approx \frac{1}{S}. \tag{2.59}$$

Son gain en courant important et l'adaptation possible d'impédances font que le montage cathodyne est assez largement utilisé dans les amplificateurs.

§ 2.5. Amplificateur à transistor

a) *Montages principaux*

Les figures 2.27, *a*, *b* et *c* schématisent trois montages possibles d'un amplificateur à transistor. Sur la figure 2.27,*a* le signal d'entrée est injecté dans le circuit de l'émetteur et la résistance de charge R_{ch} est branchée entre le collecteur et la base. La base forme une

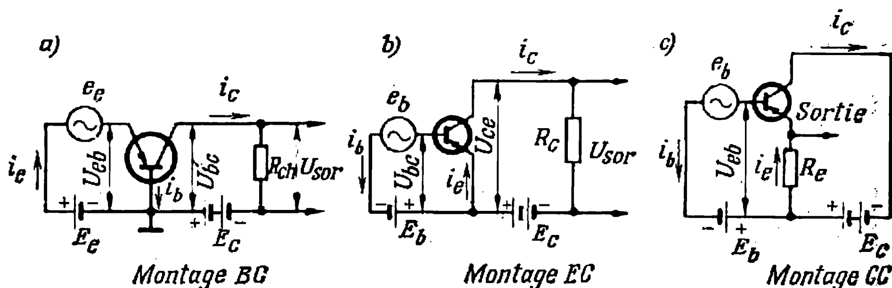


Fig. 2.27. Divers montages des étages amplificateurs à transistors: *a*—à base commune (BC); *b*—à émetteur commun (EC); *c*—à collecteur commun (CC)

électrode commune aux deux circuits et, pour cette raison, ce montage est appelé *montage à base commune* (BC) ou *base à la masse*. Le montage analogique à tube est celui à grille commune ou grille à la masse (voir fig. 2.21,*c*).

Dans un amplificateur à base commune on ne peut pas obtenir d'amplification en courant puisque le courant de collecteur est

toujours inférieur au courant d'émetteur. Pour cette raison l'amplification de puissance (obtenue dans un tel montage grâce à l'amplification de tension) est relativement faible. Ce n'est que dans le domaine de hautes fréquences et de tensions élevées que la situation diffère un peu, comme nous l'indiquerons plus loin.

L'intérêt à un montage à base commune s'explique par le fait qu'il permet d'établir une relation analytique entre les propriétés physiques des transistors et leurs paramètres fondamentaux qui s'expriment dans ce montage de la façon la plus absolue.

Un gain en courant et en tension et, par conséquent, un gain considérable en puissance sont obtenus avec le montage schématisé sur la figure 2.27,*b*. Le signal d'entrée y est envoyé dans la base et la résistance de charge est insérée entre l'émetteur et le collecteur. L'émetteur forme l'électode commune aux circuits d'entrée et de sortie et pour cette raison on appelle ce montage *montage à émetteur commun* (montage EC) ou *émetteur à la masse*. Il est analogue à un amplificateur à tube à cathode commune (voir fig. 2.21,*a*). Grâce aux avantages cités à cet alinéa le montage à émetteur commun connaît l'utilisation la plus grande.

Le troisième type de montage indiqué sur la figure 2.27,*c* diffère du montage à émetteur commun par le fait que la résistance de charge est placée dans la portion d'émetteur du circuit. Dans un tel montage c'est le collecteur qui forme électrode commune. Le montage à collecteur commun (montage CC) est analogue à un amplificateur à tube à anode commune (à charge cathodique). Ce type de montage donne le gain en courant et en puissance mais pas en tension.

La tension de sortie y étant assez proche du signal d'entrée, l'amplificateur à collecteur commun est aussi appelé amplificateur à émetteur asservi (par analogie avec l'amplificateur à cathode asservie). Il est utilisé surtout comme étage d'adaptation.

Dans ces trois types de montage du transistor le réglage des courants d'entrée et de sortie est assuré par variation de la tension à la jonction émetteur-base. Cette variation peut être obtenue par réglage direct: 1) de la tension d'entrée (une source de tension à l'entrée), ce qui est surtout le cas du montage à base commune; 2) du courant d'entrée (une source de courant à l'entrée), ce qui est caractéristique surtout des montages à émetteur commun et à collecteur commun.

La commande par le courant de base se ramène à la variation du nombre de charges dans la base. En vertu de la loi de neutralité électrique les quantités de porteurs de charges de signes opposés dans la base doivent toujours être égales. Pour cette raison, lorsque les électrons introduits par le courant dans la base d'un transistor de type *p-n-p* communiquent à la base d'abord un potentiel négatif par rapport à l'émetteur, le flux de trous par la jonction émetteur-

base augmente. Cela provoque une élévation du courant d'émetteur et du nombre de trous dans la base. En même temps, le courant de collecteur augmente grâce à l'accroissement du gradient de concentration des porteurs dans la base.

Lors de l'analyse du régime de fonctionnement d'un transistor le nombre de charges et leur répartition dans la base ne sont généralement pas pris en considération et l'influence que le courant de base exerce sur celui de collecteur est considérée comme directe. Dans les montages à émetteur commun et à collecteur commun (une source de courant à l'entrée) le courant de base est considéré comme grandeur d'entrée et le courant de collecteur (dans le montage à émetteur commun) ou le courant d'émetteur (dans le montage à collecteur commun) sont des grandeurs de sortie (de charge).

Le rapport des composantes continues du courant de collecteur I_c et du courant de base I_b détermine le coefficient de transfert en courant du montage à émetteur commun:

$$B=\frac{I_c}{I_b}=\frac{I_c}{I_e-I_c}=\frac{\alpha_0}{1-\alpha_0}. \qquad (2.60)$$

Le rapport des composantes alternatives détermine le coefficient différentiel de transfert β donné par la relation (2.13a).

Puisque dans tous les montages amplificateurs à transistors, le courant de sortie suit les variations du courant d'entrée, on définit ces amplificateurs comme amplificateurs de courant où l'amplification de la tension et de la puissance sont des fonctions dérivées. Les amplificateurs à tubes sont considérés d'après leur grandeur de commande comme amplificateurs de tension.

b) Caractéristiques d'un transistor monté à émetteur commun

La relation quantitative entre les valeurs instantanées du courant et des tensions dans un étage et notamment entre leurs composantes continues est déterminée d'après les diagrammes de charge tracés à partir des caractéristiques statiques du transistor. Pour le montage à émetteur commun ces caractéristiques peuvent être tracées d'après les mêmes équations (2.10a) et (2.11a) qui ont servi à tracer sur la figure 2.16,*a* et *b* les caractéristiques du montage à base commune.

Les courbes de la figure 2.28,*a* en traits continus représentent une famille expérimentale des caractéristiques de sortie du montage à émetteur commun en fonction des valeurs du courant I_b. Les courbes en pointillé correspondent aux caractéristiques de sortie obtenues lorsqu'on introduit comme paramètre la tension de base U_b = const. L'axe des ordonnées et le début à forte pente des caractéristiques de sortie limitent le domaine de saturation.

Les caractéristiques de sortie des montages à émetteur commun ressemblent beaucoup à celles des pentodes.

Une famille expérimentale des caractéristiques d'entrée d'un transistor à émetteur commun est représentée sur la figure 2.28,*b*. L'influence de U_{ce} (ou plus précisément, de U_{bc}) sur la position des caractéristiques d'entrée se manifeste par la modulation de base. Avec l'accroissement de U_{bc} la base se rétrécit, ce qui entraîne un accroissement de α et β et, donc, une diminution du courant de base

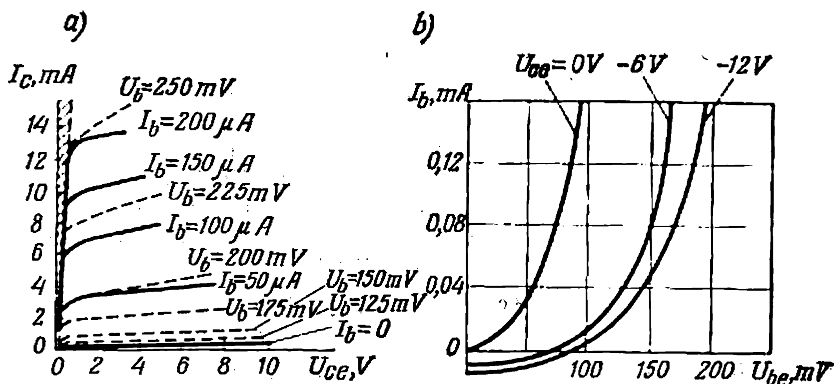


Fig. 2.28. Caractéristiques de sortie (*a*) et caractéristiques d'entrée (*b*) d'un transistor branché à émetteur commun

pour une même valeur de U_b. Si on détermine la fréquence de coupure pour le montage à émetteur commun de la même façon que pour le montage à base commune, c'est-à-dire d'après la diminution du coefficient de transfert en courant de $\sqrt{2}$ fois, il résulte de la relation

$$\frac{f_\beta}{f_\alpha}=\frac{\alpha_0/\sqrt{2}}{\beta_0/\sqrt{2}}=(1-\alpha_0)$$

que

$$f_\beta=f_\alpha(1-\alpha_0)\approx\frac{f_\alpha}{\beta}. \qquad (2.60a)$$

Le courant thermique dans le montage à émetteur commun également n'a pas la même valeur que dans le montage à base commune. Cela s'explique par l'influence de la jonction émetteur-base sur l'accroissement du courant thermique dans le montage à émetteur commun. Cette influence se manifeste de la façon la plus complète lorsque le circuit de base du transistor est ouvert et que tout le courant thermique de la jonction base-colle cteur (qui dans le montage à base commune aurait passé par la sortie de base) est obligé de passer entièrement par la jonction émetteur-base. Le courant thermique dans la base étant créé par les électrons qui y arrivent et par les trous qui en partent, la base devient plus négative que l'émetteur,

la jonction émetteur-base se débloque et laisse passer un courant plus intense. Le courant thermique augmente de $\frac{1}{1-\alpha} = \beta + 1$ fois si l'on considère l'absence de courant thermique dans la base ($I_b = 0$) comme la superposition de deux courants opposés : du courant I_{c0} qui apparaît dans le montage à base commune et du courant $-I_{b0}$ qui passe par le collecteur et correspond à l'accroissement du courant d'émetteur jusqu'à la valeur :

$$I_{e0} = I_{b0}(\beta + 1). \tag{2.61}$$

Pour cette raison, les courants thermiques dans le montage à émetteur commun à circuit de base ouvert et dans le montage à

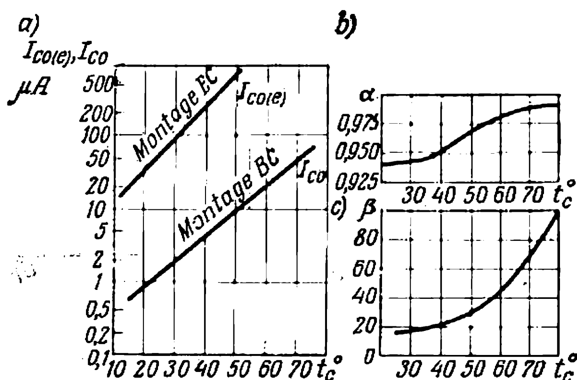


Fig. 2.29. Courbes de variation du courant thermique (*a*) et des coefficients de transfert en courant dans le montage à base commune (*b*) et dans le montage à émetteur commun (*c*) en fonction de la température du transistor t_c

base commune sont liés par l'expression :

$$I_{c0(e)} = I_{c0(b)}(\beta + 1). \tag{2.62}$$

Lorsque des résistances finies R_b et R_e entrent dans les circuits de l'émetteur et de la base, le courant thermique dans le montage à émetteur commun comprend deux parties, l'une $I_{c0(e)} \frac{R_e}{R_b + R_e}$ qui entre directement dans la base et l'autre $I_{c0(e)} \frac{R_b}{R_b + R_e}$ qui passe par la jonction émetteur-base.

La relation indiquée entre les courants thermiques des montages à émetteur commun et à base commune se conserve lorsque la température t_c du transistor augmente. Les courbes d'accroissement des courants thermiques en fonction de la température dans les transistors sont indiquées sur la figure 2.29,*a*. Cet accroissement des courants obéit à la loi exponentielle (2.12).

La température influe également sur les coefficients de transfert en courant α et β (fig. 2.29,*b* et *c*).

L'influence de la température sur le courant thermique et sur le coefficient de transfert en courant β des montages à émetteur commun se traduit par un déplacement notable de ses caractéristiques de sortie et d'entrée comme le montrent les courbes de la figure 2.30,*a* et *b*.

Pour un courant de base ou une tension de base inchangés, le déplacement des caractéristiques dû à la température entraîne une variation de la composante continue du courant de collecteur

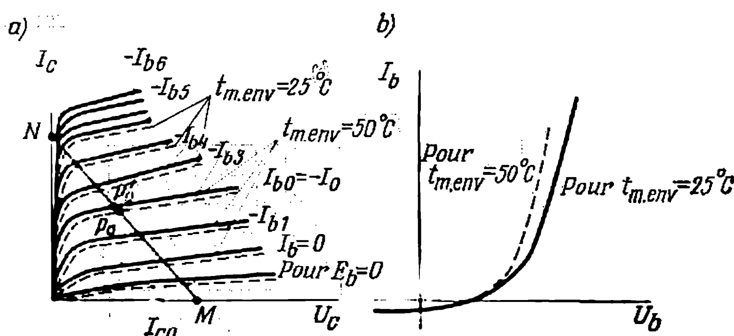


Fig. 2.30. Caractéristiques de sortie (*a*) et caractéristiques d'entrée (*b*) d'un transistor monté à émetteur commun pour deux températures ambiantes $t_{m.\,env}$

(points P_0 et P_0' sur la figure 2.30) et, par conséquent, une variation de la portion utile de la droite de charge. Il en résulte une variation des principaux paramètres de l'amplificateur: du gain, de la résistance d'entrée et de la résistance de sortie.

Afin de diminuer l'influence de la température sur le régime de fonctionnement des amplificateurs à transistors on y prévoit une correction automatique du courant de base qui limite autant que possible la variation du courant de repos $I_{c.\,r}$ dans le circuit du collecteur.

Nous examinerons les variantes des circuits de polarisation à correction automatique du courant de base en analysant les régimes de fonctionnement des montages amplificateurs les plus répandus: à émetteur commun et à collecteur commun.

c) Circuit de polarisation, diagramme de charge et schéma équivalent d'un amplificateur à émetteur commun

Examinons un tel montage travaillant en amplificateur de courant, régime le plus fréquent de son fonctionnement, à source de courant à l'entrée.

La figure 2.31 montre deux variantes d'un tel montage. Les principaux circuits d'alimentation sont les mêmes dans les deux variantes. En plus de la source d'alimentation et de l'appareil amplificateur, ils comportent une résistance de collecteur R_c (de régime) à laquelle une résistance de charge R_{ch} est connectée en parallèle par un condensateur de découplage C_2. Cette dernière résistance ne laisse passer que la composante alternative du courant de collecteur qui apparaît en présence d'un signal d'entrée dans le circuit de base du transistor.

Outre le courant alternatif I_g produit par la source extérieure de commande, un courant continu I_{b0} qui joue le rôle de courant de polarisation circule dans le circuit de base du transistor. L'intensité

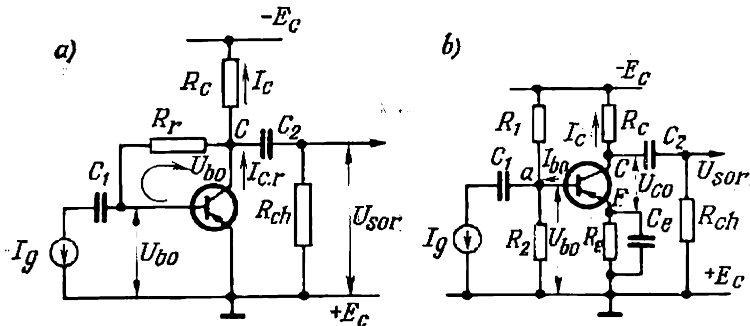


Fig. 2.31. Variantes du circuit de polarisation dans un étage amplificateur à émetteur commun:

a—circuit à réaction en tension; *b*—circuit à réaction en courant

du courant I_{b0} doit dépasser l'amplitude maximale possible du signal d'entrée pour qu'avec la conduction unidirectionnelle de la jonction émetteur-base le signal alternatif d'entrée puisse passer par la jonction dans les deux sens.

Outre qu'il injecte le courant de polarisation requis I_{b0}, le circuit de polarisation en même temps corrige le courant de base de façon à diminuer l'influence de la température sur le régime de fonctionnement de l'étage (stabilisation thermique).

Dans le montage de la figure 2.31,*a* les fonctions de circuit de polarisation et la correction sont assurées par la résistance R_r connectée en parallèle avec la jonction base-collecteur du transistor. Comme la résistance R_r réunit la sortie de l'amplificateur à son entrée on l'appelle souvent résistance de réaction.

Dans le montage de la figure 2.31,*b* les fonctions de circuit de polarisation sont assurées par un diviseur de tension connecté en parallèle avec les bornes d'entrée, et celles d'élément de correction, par une résistance d'émetteur R_e shuntée par un condensateur C_e.

Les éléments de correction sont prévus pour maintenir le courant de repos $I_{c.r}$ du collecteur à peu près à un même niveau.

Le régime de repos et, en particulier, le courant de repos dans le circuit d'alimentation principal sont réglés par le choix de la tension E_c, de la résistance de régime R_c et du courant de polarisation I_{b0} injecté dans la base. Le courant I_{b0} est lié au courant $I_{c.r}$ par la relation:

$$I_{b0} = \frac{I_{c.r}}{B}, \tag{2.63}$$

où B est le coefficient de transfert pour les composantes continues du courant.

Dans le montage de la figure 2.31,*a* le courant requis I_{b0} est assuré par la résistance de collecteur R_c, la résistance R_r et la résistance d'entrée R_{ent} du transistor. La résistance R_r est choisie de façon qu'à la température ordinaire du milieu ambiant le courant I_{b0} satisfasse à la relation (2.63). Avec l'augmentation de la température, lorsque les caractéristiques de sortie du transistor se déplacent vers le haut et que le courant de repos commence à croître, la chute de tension que ce dernier occasionne dans la résistance R_c augmente. Il en résulte une diminution du potentiel à la borne de sortie du collecteur C, ce qui entraîne une diminution du courant de base I_b. Le point de repos se situe alors sur une caractéristique de sortie plus basse. On arrive ainsi à limiter l'accroissement du courant de repos.

Cette variante d'exécution de l'élément de compensation thermique est la plus simple puisqu'une seule résistance additionnelle R_r est nécessaire. Mais un tel circuit de polarisation n'assure pas un degré suffisamment élevé de stabilisation du courant de repos car la valeur de R_r choisie d'après le courant de repos de base I_{b0} est trop grande pour permettre une variation efficace du courant de base et assurer ainsi la compensation thermique.

La résistance R_r fournit non seulement la réaction requise en continu mais aussi une réaction inévitable en alternatif, ce qui diminue les gains en tension et en courant de l'amplificateur.

La figure 2.31,*b* donne un schéma plus perfectionné et plus répandu du circuit de polarisation et de compensation thermique. La fonction de création du courant de polarisation requis I_{b0} dans la base et celle de stabilisation thermique sont séparées et réparties, comme il a été indiqué, entre le diviseur de tension d'entrée R_1, R_2 et la résistance R_e shuntée par le condensateur C_e. Les branches du diviseur de tension sont calculées de façon à avoir dans la base la tension U_{b0} et le courant I_{b0} requis et la résistance R_e, de façon à obtenir la stabilisation thermique du courant de repos. Le condensateur C_e qui shunte la résistance R_e laisse passer presque toute la composante alternative du courant en prévenant ainsi l'apparition dans l'amplificateur de la réaction en alternatif.

Le choix du point de repos ($I_{c.r}$ et U_{c0}) (fig. 2.32,*a*) dans les étages préamplificateurs à transistors, comme dans les amplificateurs à tubes, est guidé par le souci d'obtenir un haut degré de linéarité d'amplification pour une absorption minimale de la puissance par l'amplificateur en régime de repos. En bas la zone d'amplification linéaire sur la droite de charge est limitée par le courant de collecteur minimal admissible $I_{c\,min\,adm}$ (point *A*). Le courant de base minimal admissible $I_{b\,min\,adm}$ qui lui correspond (commande par la source de tension) est déterminé par le début de la zone linéaire

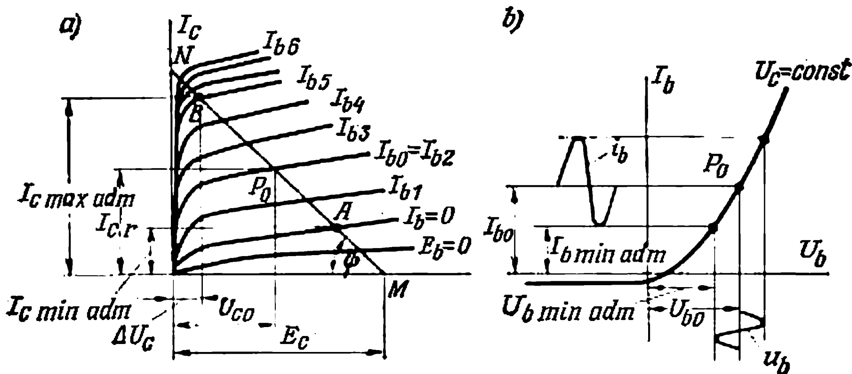


Fig. 2.32. Diagramme de charge (*a*) et caractéristique d'entrée d'un étage amplificateur à émetteur commun (*b*)

de la caractéristique d'entrée (fig. 2.32,*b*). En haut la zone d'amplification linéaire sur la droite de charge est limitée par le courant $I_{c\,max\,adm}$ qui correspond au commencement du rapprochement des caractéristiques de sortie (point *B* sur la figure 2.32,*a*). Le rapprochement des caractéristiques est dû à la diminution du coefficient de transfert *B* pour de forts courants I_c. En cas de commande par une source de courant, la non-linéarité de la caractéristique d'entrée n'entraîne pas de distorsions complémentaires en régime d'amplification.

L'amplitude maximale de la tension de sortie en fonction de l'amplitude maximale nécessaire du courant de sortie $I_{ch\,max}$ (en supposant $C_2 = \infty$) est déterminée par la relation

$$U_{ch\,max} = I_{ch\,max} R_{ch}. \tag{2.64}$$

La tension de repos cherchée, si l'on veut utiliser toute la zone d'amplification linéaire, est

$$U_{c0} = U_{ch\,max} + \Delta U_c + \Delta U_{c0}, \tag{2.65}$$

où ΔU_c est la tension correspondant au changement de pente (passage des caractéristiques sur les portions à faible pente);

ΔU_{c0} la différence entre les chutes de tension en régimes statique et dynamique $I_{c0}R_c - I_{c\ max}(R_c \| R_{ch})$ conformément aux droites de charge MN et $M'N'$ de la figure 2.23,*a*.

Le courant de repos calculé pour l'amplitude maximale du courant de sortie doit être

$$I_{c.\,r} = \frac{U_{ch\,max}}{R_c \| R_{ch}} \cdot \frac{B'}{B} + B' I_{b\,min\,adm}, \tag{2.66}$$

où B et B' sont respectivement les coefficients de transfert en courant à la température ordinaire et maximale admissible pour le montage donné. Le facteur $\frac{B'}{B}$ signifie un coefficient de sécurité sur la valeur du courant de repos permettant de conserver la linéarité d'amplification pendant les alternances négatives du signal d'entrée, pour une variation de la température du milieu ambiant jusqu'à la température maximale admissible.

Pour conserver la linéarité d'amplification dans les alternances positives du signal d'entrée le point de travail à la température maximale admissible ne doit pas passer dans la zone de saturation. Le passage au régime de saturation est déterminé par le point B de la droite de charge qui correspond au courant de collecteur $I_{c\ max.adm}$.

La saturation est prévenue lorsque la longueur de la portion linéaire de la caractéristique au-dessus du point de repos (fig. 2.32,*a*) satisfait à la condition :

$$\overline{BP}_0 = aI_{ch\,max}\frac{1}{\sin\psi} \cdot \frac{B'}{B}, \tag{2.67}$$

où a est un coefficient d'échelle du courant.

La longueur requise de la portion $\overline{BP}_0$ est assurée par le choix convenable de la tension d'alimentation E_c et de la résistance R_c qui déterminent la position de la droite de charge.

On peut trouver les grandeurs inconnues $I_{c.\,r}$ et R_c faisant partie de l'équation (2.66), si l'on utilise la loi de Kirchhoff pour le circuit de collecteur de l'étage amplificateur (fig. 2.31,*a*) pour écrire la deuxième équation :

$$(I_{c.\,r} + I_r)\,R_c = I_{c.\,r}\left(1 + \frac{1}{B}\right) R_c = E_c - U_{c0}. \tag{2.68}$$

En résolvant les équations (2.67) et (2.68) on trouve les valeurs de $I_{c.\,r}$ et R_c pour le schéma de la figure 2.31,*a*.

Pour le schéma de la figure 2.31,*b* cette loi s'écrit comme suit :

$$I_{c.\,r}(R_c + R_e) = E_c - U_{c0}. \tag{2.69}$$

En tirant R_e de la relation $I_{c.r}R_e \simeq (0{,}2$ à $0{,}3)\ E_c$ et en résolvant les équations (2.69) et (2.67) on trouve les valeurs optimales de $I_{c.r}$ et R_c pour le schéma de la figure 2.31,*b*.

Les relations (2.66) à (2.69) restent valables pour des valeurs réellement requises de $I_{ch\ max}$ et $U_{ch\ max}$ inférieures aux valeurs limites admissibles. Les valeurs plus faibles de $I_{c.r}$ et U_{c0} obtenues par le calcul assurent une puissance plus faible exigée de la source d'alimentation par l'amplificateur.

Les résistances d'entrée et de sortie de l'étage et la composante alternative du courant de collecteur qui détermine le gain en courant sont calculées, comme pour les amplificateurs à tubes, à l'aide de schémas équivalents.

Le schéma équivalent d'un transistor monté à émetteur commun est représenté sur la figure 2.33. Il diffère du schéma de la figure 2.18,*a* par le fait que dans le circuit de collecteur on trouve maintenant une source de courant βi_b, i_b étant le courant d'entrée, et par le fait que la résistance de collecteur $r_{c(e)}$ et la capacité de collecteur $C_{c(e)}$ ont d'autres valeurs. Le coefficient β est écrit sous la forme complexe car dans le montage à émetteur commun le déphasage du courant de collecteur par rapport au courant d'émetteur devient notable pour des fréquences β fois plus faibles que dans le montage à base commune. Le générateur équivalent de tension de réaction μU_c n'est pas introduit dans le schéma (fig. 2.33) car le coefficient μ est négligeable.

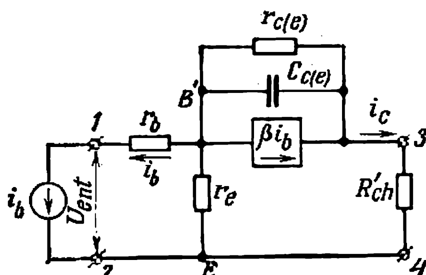


Fig. 2.33. Schéma équivalent aux fréquences basses d'un étage amplificateur à transistor monté à émetteur commun

La résistance de charge R'_{ch} représente deux résistances R_c et R_{ch} montées en parallèle.

Le passage de la résistance différentielle $r_c = \frac{du_c}{di_c}$ du montage à base commune à la valeur de cette résistance $r_{c(e)}$ dans le montage à émetteur commun s'explique par le fait que dans ce dernier le courant i_c, variable de la dérivée $\frac{du_c}{di_c}$ déterminant la résistance de collecteur, est calculé d'après le courant d'entrée i_b, lequel est $\frac{1}{1-\alpha}$ fois inférieur au courant i_e qui est le courant d'entrée dans le montage à base commune. Pour obtenir donc dans le calcul d'après le schéma équivalent d'un étage à émetteur commun (fig. 2.33) le même courant de collecteur (en valeur absolue) i_c que dans le montage à

base commune, la résistance équivalente de collecteur doit y être $\frac{1}{1-\alpha}$ fois moindre. Cela signifie que

$$r_{c(e)} = r_c (1-\alpha). \tag{2.70}$$

De façon analogue, puisque la valeur absolue de la composante capacitive du courant de collecteur du montage à émetteur commun est pratiquement déterminée, comme dans le montage à base commune, par le courant d'émetteur, on tient compte de la variation de la charge de la jonction base-collecteur non pas d'après la variation du courant i_e mais d'après le courant i_b $\frac{1}{1-\alpha}$ fois inférieur à i_e, en introduisant à cette fin dans le schéma de la figure 2.18,*a* une capacité équivalente $C_{c(e)}$ $\frac{1}{1-\alpha}$ fois supérieure à C_c. C'est-à-dire:

$$C_{c(e)} = C_c \frac{1}{1-\alpha}. \tag{2.71}$$

Pour les fréquences où l'on peut négliger l'influence des capacités et de la nature complexe du coefficient de transfert en courant $\dot{\beta}$ sur le régime de fonctionnement de l'amplificateur, on calcule le courant de collecteur du montage à émetteur commun comme un courant provenant de la source βi_b et circulant dans les branches parallèles $r_{c(e)}$ et $R'_{ch} + r_e$. En négligeant la valeur de r_e devant R'_{ch}, on trouve que

$$i_c = \beta i_b \frac{r_{c(e)}}{r_{c(e)} + R'_{ch}}. \tag{2.72}$$

Pour ces fréquences, le gain en courant calculé par rapport au courant de collecteur (en négligeant l'influence du diviseur de tension à l'entrée) a pour expression:

$$K_{i_c} = \frac{i_c}{i_b} = \beta \frac{r_{c(e)}}{r_{c(e)} + R'_{ch}}. \tag{2.73}$$

Le gain en courant par rapport au courant de charge est $\frac{R_c}{R_c + R_{ch}}$ fois plus faible. Donc:

$$K_{i_{ch}} = K_{i_c} \frac{R_c}{R_c + R_{ch}} = \beta \frac{r_{c(e)}}{r_{c(e)} + R'_{ch}} \cdot \frac{R_c}{R_c + R_{ch}}. \tag{2.74}$$

La résistance r_b étant parcourue par le courant i_b et la résistance r_e par la somme des courants i_b et $i_c = \beta \frac{r_{c(e)}}{r_{c(e)} + R'_{ch}} i_b$, la résistance d'entrée de l'étage amplificateur peut être donnée par l'expression:

$$R_{ent} = r_b + r_e \left(1 + \beta \frac{r_{c(e)}}{r_{c(e)} + R'_{ch}}\right). \tag{2.75}$$

Et si $R'_{ch} \ll r_{c(e)}$,

$$R_{ent} \approx r_b + r_e (1+\beta). \tag{2.75a}$$

Connaissant $K_{i_{ch}}$, la résistance d'entrée R_{ent} et la résistance de charge R_{ch} de l'amplificateur on peut trouver son gain en tension :

$$K_U = K_{i_{ch}} \frac{R_{ch}}{R_{ent}}. \tag{2.76}$$

La résistance de sortie d'un amplificateur à source de courant à l'entrée (dont la résistance interne $R_g = \infty$) peut être tirée du rapport de la tension d'essai U_0, appliquée aux bornes d'entrée *3* et *4*, au courant I_0 absorbé par le montage en l'absence de R_{ch} :

$$R_{sor} = R_c \,\|\, r_{c(e)}. \tag{2.77}$$

Dans le cas général où le signal est fourni par un générateur de f.é.m. E_g et de résistance interne R_g la résistance de sortie de l'amplificateur est

$$R_{sor} = R_c \,\|\, r_{c(e)} \left(1 + \beta \frac{r_e}{R_g + r_b + r_e}\right). \tag{2.78}$$

d) Montage à collecteur commun (amplificateur à émetteur asservi)

L'étage à collecteur commun (fig. 2.34,*a*) est utilisé comme un étage à tube à charge cathodique en qualité d'amplificateur de courant et d'étage adaptateur. Le courant de polarisation requis y est créé par un diviseur de tension R_1, R_2. Le bras inférieur de ce

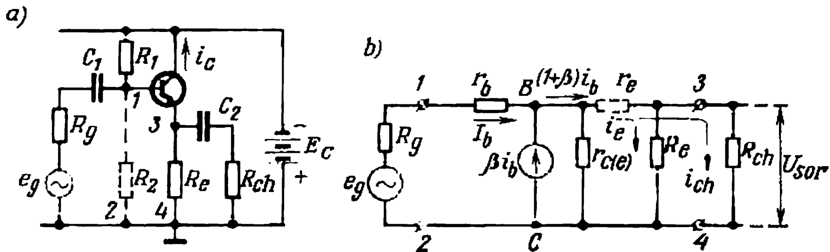


Fig. 2.34. Schéma de principe (*a*) et schéma équivalent (*b*) d'un étage amplificateur à transistor à collecteur commun

diviseur est indiqué en pointillé car on ne l'introduit pas toujours dans le montage afin de conserver une haute valeur de la résistance d'entrée. Ce paramètre, comme nous l'avons déjà indiqué, est le paramètre fondamental d'un amplificateur à collecteur commun surtout lorsqu'on l'utilise comme étage adaptateur.

Le schéma équivalent de ce montage, pour une gamme de fréquences dans les limites de laquelle β reste encore une grandeur réelle et en supposant que $C_2 = \infty$, est indiqué sur la figure 2.34,*b*.

Le diviseur de tension R_1, R_2 n'est pas montré. On peut en tenir compte par une résistance résultante $R_1 \| R_2$ montée en parallèle avec la résistance d'entrée du transistor.

La résistance du circuit situé à droite des points B et C est donnée par l'expression:

$$R_{BC} = r_{c(e)} \| (r_e + R_e \| R_{ch}). \tag{2.79}$$

La résistance du circuit gauche par rapport aux points B et C (les bornes *1-2* étant court-circuitées) est égale à r_b. Ce circuit étant traversé par le courant i_b et le circuit droit par le courant $(1 + \beta)\, i_b$, la résistance d'entrée résultante de l'étage a donc pour expression:

$$R_{ent} = r_b + (1+\beta)\, [r_{c(e)} \| (r_e + R_e \| R_{ch})]. \tag{2.80}$$

Et si $r_e \ll R_e \| R_{ch}$ (ce qui a lieu fréquemment):

$$R_{ent} \simeq r_b + (1+\beta)\, [r_{c(e)} \| R_e \| R_{ch}]. \tag{2.80a}$$

La résistance d'entrée est maximale lorsque $R_e \| R_{ch} \gg r_{c(e)}$. En négligeant les grandeurs qui influent peu sur R_{ent}, on obtient:

$$R_{ent\,max} \approx \beta r_{c(e)} = r_c. \tag{2.81}$$

La valeur numérique de r_c dans les transistors de basse fréquence et de faible puissance est généralement comprise entre 0,5 et 1 mégohm.

Si $R_c \| R_{ch} \ll r_{c(e)}$, la résistance d'entrée est inférieure à r_c. Et si un diviseur de tension $R_1 \| R_2$ est branché en parallèle à l'entrée, la résistance d'entrée R_{ent} diminue davantage.

On peut déterminer la résistance de sortie de l'étage en partant du rapport entre la tension d'essai U_0 appliquée aux bornes *3* et *4* (fig. 2.34,*b*) et le courant I_0 qui apparaît dans le montage:

$$R_{sor} = R_e \left\| \left(r_e + r_{c(e)} \left\| \frac{R_g + r_b}{1+\beta} \right) \right. \right. . \tag{2.82}$$

Le coefficient $1 + \beta$ est introduit au dénominateur de l'expression (2.82), car la résistance de sortie de l'étage est déterminée par rapport à un courant $1 + \beta$ fois supérieur au courant réel du circuit d'entrée.

Si à l'entrée de l'étage on a une source de courant ($R_g = \infty$) et $R_e \ll r_{c(e)}$, on a:

$$R_{sor} \approx R_e. \tag{2.82a}$$

Si à l'entrée on a une source de tension ($R_g = 0$) et $r_e \ll R_e$, on a:

$$R_{sor} \approx r_e. \tag{2.82b}$$

Le gain en courant d'un étage à collecteur commun est approximativement égal au rapport des courants des circuits de sortie et

d'entrée du schéma équivalent :

$$K_I \approx (1+\beta). \qquad (2.83)$$

Ce gain est de beaucoup inférieur à celui qu'on obtient avec un amplificateur à charge cathodique.

La valeur maximale du gain en tension susceptible d'être obtenu avec un amplificateur à collecteur commun est donnée par la formule approchée :

$$K_{U\,\max} \approx \frac{r_c}{r_c + r_b}. \qquad (2.84)$$

Comme r_c est de beaucoup supérieur à r_b, le gain $K_{U\,\max}$ d'un amplificateur à collecteur commun est voisin de l'unité.

S'il faut augmenter le gain en courant et la résistance d'entrée (pour des valeurs de R_{ch} relativement petites), on utilise un amplificateur à collecteur commun à deux transistors T_1 et T_2

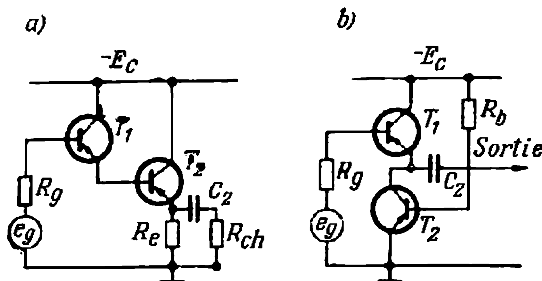


Fig. 2.35. Schémas des amplificateurs à collecteur commun : *a*—à transistor composite ; *b*—en cascode

(fig. 2.35,*a*) dont les collecteurs sont connectés à une barrette commune et l'émetteur de l'un est directement relié à la base de l'autre. Dans un tel montage le courant amplifié par le premier transistor T_1 est encore amplifié par le second T_2.

Le coefficient de transfert résultant du montage est :

$$\beta_{rés} = \beta_1 \beta_2. \qquad (2.85)$$

L'accroissement de ce coefficient de transfert en courant assure à peu près le même accroissement, selon (2.83), du gain en courant. Dans le montage de la figure 2.35,*a* le gain K_I peut atteindre plusieurs milliers.

La valeur maximale de la résistance d'entrée du montage composite à collecteur commun est à peu près la même que celle d'un étage amplificateur à transistor unique. Mais la diminution considérable de la résistance résultante de collecteur $r_{c\,(e)\,rés}$ d'un montage composite fait que l'inégalité qui permet de passer de la formule (2.80a)

à la formule (2.81) se trouve satisfaite pour des valeurs relativement faibles de R_{ch}. Si, par exemple, la valeur de R_{ch} est comprise entre 3 et 5 kilohms, la résistance d'entrée de l'amplificateur composite monté à collecteur commun peut atteindre quelques dizaines de mégohms.

La figure 2.35,*b* donne une autre variante de montage à collecteur commun dans lequel on obtient un accroissement de la résistance d'entrée. Cette variante est connue sous le nom de montage en cascode. Le transistor T_2 y joue le rôle de résistance de charge variable par rapport au transistor T_1. Lorsque la résistance de charge du transistor T_2 (non indiquée sur le schéma) est suffisamment grande, sa résistance différentielle de collecteur, qui est résistance de charge pour la composante variable du courant du transistor T_1, atteint des valeurs pour lesquelles la formule (2.81) devient valable. En courant continu la résistance du transistor T_2 déterminée par le rapport de la chute de tension dans ce transistor à l'intensité du courant le traversant reste alors suffisamment faible. Cela permet d'obtenir pour une même tension d'alimentation que dans un étage ordinaire à collecteur commun une augmentation notable du gain et de la résistance d'entrée de l'amplificateur en cascode.

§ 2.6. Amplificateurs à couplage par capacité

Généralement, un seul étage du bloc préamplificateur ne peut pas assurer le gain requis lorsque le signal d'entrée est assez faible et la valeur exigée de la grandeur de sortie considérable. Pour cette raison, un bloc préamplificateur comprend, dans la majorité des cas, plusieurs étages couplés entre eux par des condensateurs (couplage par capacité) ou des transformateurs (couplage inductif).

L'adjonction d'éléments réactifs à la résistance ohmique de sortie fait que la charge des étages devient complexe. Pour élucider les changements qu'une charge complexe introduit dans le régime de fonctionnement d'un étage amplificateur nous examinerons un étage d'amplification couplé par capacité à l'étage suivant et nous généraliserons ensuite (au § 2.8) les relations trouvées pour un nombre quelconque d'étages successifs du même type (amplificateurs à plusieurs étages).

L'analyse des régimes de fonctionnement des amplificateurs à éléments de couplage complémentaires sera faite pour deux types: à tubes et à transistors.

a) Amplificateurs à tubes

La figure 2.36,*a* donne le schéma d'un étage amplificateur à tubes couplé à l'étage suivant par un condensateur. Le second étage, tracé en pointillé, a pour effet d'ajouter à la résistance d'anode

R_a une charge complémentaire sous la forme d'un condensateur de couplage (de liaison) C_c monté en série et d'une résistance de fuite R_g montée en parallèle avec une capacité d'entrée résultante C_0. La capacité résultante que présente l'étage suivant à son entrée comprend la capacité d'entrée proprement dite du tube du second étage et la capacité des pièces de montage et des fils de câblage par rapport à la masse.

La figure 2.36,*b* montre le schéma équivalent de l'étage analysé, tenant compte de tous les éléments complémentaires. L'action du

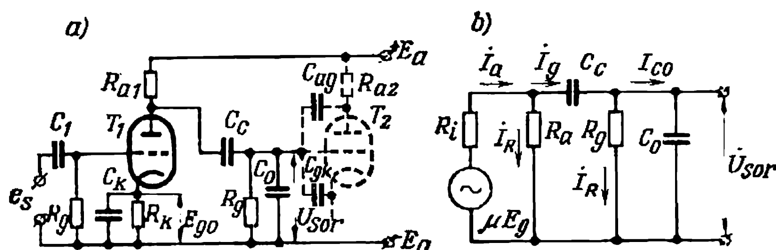


Fig. 2.36. Schéma de principe (*a*) et schéma équivalent (*b*) d'un étage amplificateur à tubes à couplage par capacité

signal dans le circuit de grille du premier étage est prise en considération par l'introduction d'un générateur de tension équivalent μE_s dans le circuit anodique du tube.

L'existence de réactances dans le schéma (condensateurs C_0 et C_c) fait que l'amplitude et la phase de la tension de sortie U_{sor} de l'étage dépendent de la fréquence. Le gain devient alors une grandeur complexe ayant une composante réelle et une composante imaginaire.

La variation du module du gain en fonction de la fréquence est donnée par la caractéristique amplitude-fréquence de l'amplificateur (fig. 2.37,*a*) et le déphasage de la sinusoïde de la tension de sortie par rapport à la sinusoïde d'entrée, par la caractéristique de phase de l'étage (fig. 2.37,*b*).

Ces caractéristiques peuvent être calculées d'après les relations qui existent entre les courants et les tensions dans le schéma équivalent si l'on connaît les paramètres de ses éléments. Elles peuvent être aussi obtenues expérimentalement.

La figure 2.37,*a* donne les courbes expérimentales amplitude-fréquence relevées pour deux valeurs de la résistance d'anode R_a (50 et 200 kilohms), et cela pour deux valeurs de la capacité de couplage C_c (0,01 et 0,05 μF). La partie médiane de la caractéristique, qui est presque horizontale, correspond à une amplification dans la gamme de fréquences intermédiaires (FI). La tension de

sortie et le gain varient peu parce que la conductance ωC_0 augmente avec la fréquence (ce qui entraîne un accroissement du courant I_{c0} passant par le condensateur C_c et le tube) et la réactance $\frac{1}{\omega C_c}$ diminue. L'accroissement de la chute de tension dans le tube par suite de l'augmentation du courant I_{c0} est presque compensé dans cette gamme de fréquences par la baisse de la chute de tension résultant de la diminution de la réactance $\frac{1}{\omega C_c}$. En raison de cette compensation on peut alors ne pas introduire les capacités C_c et C_0 dans le schéma équivalent en FI et utiliser pour les calculs un schéma simplifié ne comportant que des résistances pures (fig. 2.38, *a*).

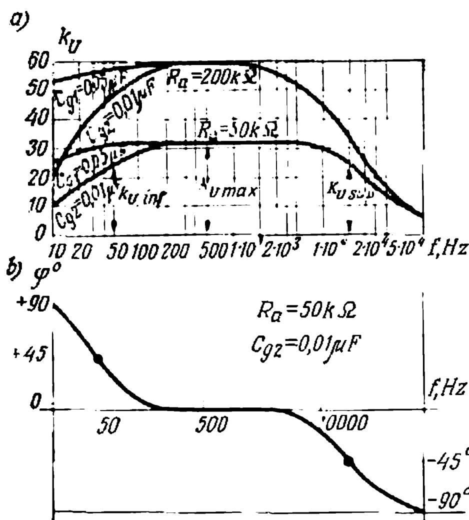


Fig. 2.37. Caractéristiques amplitude-fréquence et phase-fréquence d'un étage à tubes à couplage par capacité

Le schéma équivalent pour les basses fréquences est donné par la figure 2.38, *b*. La réactance $\frac{1}{\omega C_c}$ de la capacité de couplage y exerce une notable influence. Le gain diminue alors par suite de l'accroissement de la réactance $\frac{1}{\omega C_c}$ du condensateur de couplage avec la diminution de la pulsation ω. L'influence de la capacité C_0 connectée en parallèle aux bornes de sortie est très faible car la réactance $\frac{1}{\omega C_0}$ est tellement grande qu'on peut négliger le courant qui la traverse.

La diminution de la tension de sortie et donc du gain de l'étage dans la gamme de hautes fréquences (partie de droite des caractéristiques de la figure 2.37, *a*) est due à l'accroissement de la conductance de capacité ωC_0 et du courant I_{c0} lequel accroît la chute de tension interne du tube. La capacité de couplage C_c, ici, influe peu sur la tension de sortie car sa réactance $\frac{1}{\omega C_c}$ est relativement faible. Pour cette raison, dans le schéma équivalent de la figure 2.38, *c* relatif au domaine de hautes fréquences la capacité C_c est supprimée.

Le schéma équivalent simplifié de la figure 2.38, *a* diffère du schéma de l'étage amplificateur simple à charge ohmique de la figure 2.8, *a* par la présence d'une branche complémentaire R_g dans

le circuit de charge. En partant de la résistance résultante du schéma considéré, on peut écrire, d'après la formule (2.34), le gain en tension dans la gamme de fréquences intermédiaires sous la forme suivante:

$$K_{U\,\max} = -\mu \frac{\frac{R_a R_g}{R_a + R_g}}{R_i + \frac{R_a R_g}{R_a + R_g}} = -\mu \frac{1}{1 + \frac{R_i}{R_a} + \frac{R_i}{R_g}}. \tag{2.86}$$

Ce gain est maximal.

On peut trouver la tension de sortie du schéma équivalent de la figure 2.38,*c* comme tension aux bornes du condensateur d'un cir-

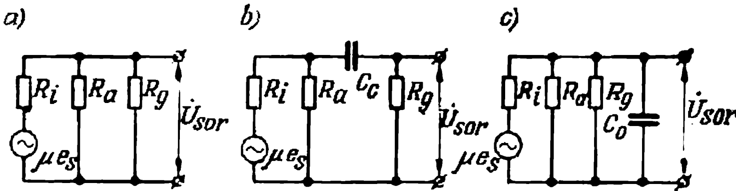


Fig. 2.38. Schémas équivalents d'un étage à tubes à couplage par capacité: *a*—aux fréquences intermédiaires; *b*—aux fréquences basses; *c*—aux fréquences élevées

cuit simple comprenant une résistance ohmique R et un condensateur C en série, le circuit étant alimenté par une f.é.m. équivalente

$$E_{éq} = \mu e_s \frac{R_a \parallel R_g}{R_i + R_a \parallel R_g}.$$

La tension aux bornes du condensateur est alors:

$$\dot{U}_C = \frac{E_{éq}}{R - j\frac{1}{\omega C}} \left(\frac{1}{j\omega C}\right) = \frac{E_{éq}}{1 + j\omega RC} = \frac{E_{éq}}{1 + j\omega\tau}, \tag{2.87}$$

où $\tau = CR$ est la constante de temps du circuit.

La résistance résultante comprenant dans le schéma de la figure 2.38,*c* trois branches parallèles a pour expression:

$$R_{éq} = \frac{R_a R_i R_g}{R_i R_a + R_g R_i + R_a R_g}. \tag{2.88}$$

La constante de temps aux hautes fréquences (fréquences supérieures de la gamme) est pour ce schéma:

$$\tau_{sup} = C_0 R_{éq} = C_0 \frac{R_a R_i R_g}{R_i R_a + R_g R_i + R_a R_g}. \tag{2.89}$$

On détermine le gain en tension dans la gamme de hautes fréquences à partir des formules (2.86), (2.87) et (2.89), et l'on

obtient :

$$\dot{K}_{U\,\text{sup}} = \frac{K_{U\,\text{max}}}{1 + j\omega\tau_{\text{sup}}}. \qquad (2.90)$$

Un schéma simple analogue au schéma équivalent de la figure 2.38,*b* pour basses fréquences (fréquences inférieures de la gamme) comporte un condensateur C_c entre deux branches parallèles $\frac{R_i R_a}{R_i + R_a}$ et R_g. La résistance résultante s'exprime ici par:

$$R_{\text{éq}} = \frac{R_i R_a}{R_i + R_a} + R_g. \qquad (2.91)$$

La constante de temps aux basses fréquences a pour expression :

$$\tau_{\text{inf}} = C_c R_{\text{éq}} = C_c \left(\frac{R_i R_a}{R_i + R_a} + R_g \right). \qquad (2.92)$$

Le gain en tension dans la gamme de basses fréquences est déterminé en partant de (2.87) :

$$\dot{K}_{U\,\text{inf}} = \frac{K_{U\,\text{max}}}{1 - j\,\frac{1}{\omega\tau_{\text{inf}}}}. \qquad (2.93)$$

L'expression générale du gain en tension dans la gamme totale de fréquences peut être écrite sous la forme suivante :

$$\dot{K}_U = \frac{K_{U\,\text{max}}}{1 + j\left(\omega\tau_{\text{sup}} - \frac{1}{\omega\tau_{\text{inf}}}\right)}. \qquad (2.94)$$

L'argument de cette grandeur complexe détermine la caractéristique de phase de l'étage amplificateur :

$$\varphi = \operatorname{arctg}\left(-\omega\tau_{\text{sup}} + \frac{1}{\omega\tau_{\text{inf}}}\right). \qquad (2.95)$$

En comparant les formules (2.94) et (2.95) on voit que la variation de la caractéristique de phase est directement liée à la variation de la cractéristique d'amplitude (voir fig. 2.37,*a* et *b*).

La variation possible du gain de l'étage amplificateur détermine la gamme de fréquences de travail qui comprend généralement non seulement les fréquences intermédiaires où le gain ne varie presque pas mais aussi les bandes de basses et hautes fréquences voisinant avec les fréquences intermédiaires. Les largeurs de ces bandes dépendent de la baisse acceptable du gain déterminée numériquement par le taux de distorsion de fréquence qui est le quotient du gain d'amplification aux fréquences limites par le gain obtenu aux fréquences intermédiaires :

$$M = \frac{K_U\,(\text{pour } f_{\text{lim}})}{K_{U\,\text{max}}}$$

Aux basses fréquences ce gain est

$$M_{\text{inf}} = \frac{K_{U\,\text{inf}}}{K_{U\,\text{max}}} = \frac{1}{\sqrt{1+\left(\frac{1}{\omega\tau_{\text{inf}}}\right)^2}}, \tag{2.96}$$

et aux hautes fréquences :

$$M_{\text{sup}} = \frac{K_{U\,\text{sup}}}{K_{U\,\text{max}}} = \frac{1}{\sqrt{1+(\omega\tau_{\text{sup}})^2}}. \tag{2.97}$$

Ayant fixé les valeurs numériques des taux M_{inf} et M_{sup}, on peut trouver les fréquences limites f_{inf} et f_{sup} dont la différence détermine la bande passante :

$$\Delta f = f_{\text{sup}} - f_{\text{inf}}. \tag{2.98}$$

Dans les amplificateurs industriels on adopte généralement :

$$M_{\text{sup}} = M_{\text{inf}} = \frac{1}{\sqrt{2}} = 0{,}707. \tag{2.99}$$

On a alors :

$$f_{\text{inf}} = \frac{1}{2\pi\tau_{\text{inf}}},$$
$$f_{\text{sup}} = \frac{1}{2\pi\tau_{\text{sup}}}. \tag{2.100}$$

D'après le gain maximal requis $K_{U\,\text{max}}$ et la bande passante nécessaire on détermine les paramètres de tous les éléments faisant partie du schéma équivalent de l'étage amplificateur.

Pour le calcul on part de l'expression (2.86). Elle indique quelles doivent être les valeurs de μ et R_i du tube et de la résistance d'anode R_a afin d'obtenir, pour la valeur donnée de R_g (généralement de 0,5 à 2 mégohms), le gain $K_{U\,\text{max}}$ requis. Plus la résistance R_a est grande plus le gain $K_{U\,\text{max}}$ est élevé.

Cependant un accroissement excessif de R_a est indésirable parce qu'il entraîne une diminution de ω_{sup} (f_{sup}) et, par conséquent, une réduction de la bande passante comme il résulte des expressions (2.89) et (2.100). Lorsque les étages sont équipés de triodes, $K_{U\,\text{max}}$ est, généralement, égal à (0,6 à 0,8) μ et l'emploi de pentodes permet d'augmenter le gain jusqu'à 150 ou 200.

La valeur de C_0 de la formule (2.89), qui influe aussi sur la limite supérieure de la bande de fréquences de travail, est de 50 à 100 pF pour les triodes et de 20 à 40 pF pour les pentodes.

La capacité du condensateur de couplage C_c est choisie de façon à obtenir dans l'expression (2.92) une valeur de τ_{inf} qui assure selon (2.99) la limite inférieure désirée f_{inf} de la bande passante. Les valeurs requises de C_c pour f_{inf} = 30 à 50 Hz sont généralement comprises entre 0,01 et 0,1 μF.

Avec l'augmentation du nombre d'étages, la bande passante de l'amplificateur à étages multiples se rétrécit car les ordonnées de sa courbe de réponse en fréquence sont déterminées par les produits des ordonnées des courbes individuelles (ou les produits des gains relatifs des étages) lesquels sont inférieurs à l'unité pour toutes les fréquences sauf la fréquence ω_0 dite de quasi-résonance. Seulement pour ω_0 la valeur de $\frac{K_U}{K_{U_{\max}}} = 1$.

Lorsque les étages d'amplification sont équipés de pentodes à faibles capacités interélectrodes et à forte pente S, on peut obtenir pour les étages à couplage par capacité une bande passante de quelques dizaines de MHz.

b) *Amplificateurs à transistors*

La figure 2.39,*a* donne le schéma d'un étage amplificateur à transistor couplé à l'étage suivant par un condensateur. Le montage considéré est à émetteur commun. L'influence du circuit d'entrée du deuxième étage, ici représenté en pointillé, consiste, comme dans

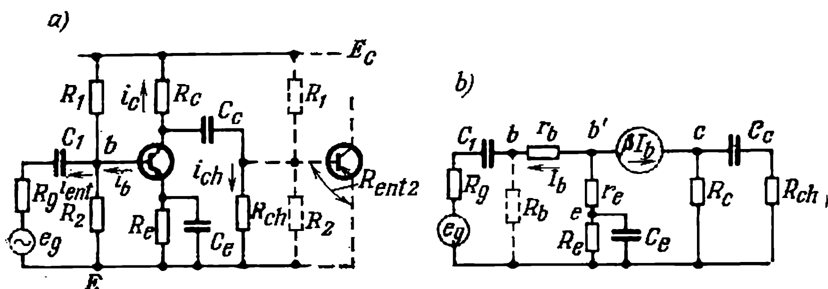


Fig. 2.39. Schéma de principe (*a*) et schéma équivalent (*b*) d'un étage amplificateur à transistor à couplage par capacité

les étages à tubes, dans l'introduction d'éléments complémentaires dans le circuit de charge du premier étage. Ces éléments sont : la résistance d'entrée $R_{\text{ent}\,2}$ du transistor et les branches du diviseur de tension R_1, R_2 montées en parallèle pour la composante alternative du courant. Les capacités d'entrée, dont l'influence ne se manifeste de façon notable que dans le domaine des fréquences élevées, ne sont pas indiquées sur le schéma afin de ne pas être obligé de tenir compte d'une charge complexe, ce qui rendrait le calcul beaucoup plus compliqué. En l'absence de capacité dans le circuit de charge, la résistance résultante $R_{\text{ch}} = R_1 \parallel R_2 \parallel R_{\text{ent}\,2}$.

Les capacités de découplage C_1 et de couplage C_c ainsi que la capacité C_e qui bloque la résistance d'émetteur R_e remplissent les mêmes fonctions que dans un amplificateur à tubes. Les capacités

parasites ne sont pas indiquées sur le schéma car dans les amplificateurs à transistors elles sont négligeables.

Lors de l'analyse des relations entre les composantes alternatives du courant et de la tension on utilise comme dans les amplificateurs à tubes des schémas équivalents construits séparément pour les fréquences basses, intermédiaires et hautes.

Le schéma équivalent commun pour les fréquences basses et intermédiaires est donné par la figure 2.39,*b*. Le coefficient de transfert en courant β est une grandeur réelle. Le générateur de tension équivalent μU_c qui caractérise l'effet de la réaction dans un transistor et la résistance équivalente de collecteur $r_{c(e)}$ ne sont pas introduits dans le schéma en raison de leur faible influence sur les grandeurs qui nous intéressent.

Aux fréquences intermédiaires on peut aussi ne pas tenir compte de l'influence des condensateurs C_1, C_e et C_c ici représentés si l'on considère leurs capacités comme infiniment grandes. La résistance R_e qui laisse passer seulement la composante continue du courant ne figure pas non plus dans le schéma équivalent.

La résistance d'entrée de l'étage est:

$$R_{ent} \approx [r_b + (1+\beta) r_e] \,\|\, R_b, \qquad (2.101)$$

où $R_b = R_1 \| R_2$.

La résistance de sortie pour les fréquences intermédiaires est donnée directement par la résistance R_c:

$$R_{sor} \cong R_c, \qquad (2.102)$$

puisque la résistance interne de la source de courant βI_b est considérée comme infiniment grande. On trouve le gain en courant $K_{I\,max} = \frac{I_{ch}}{I_g}$ en substituant à I_{ch} et I_g les expressions:

$$I_g = I_b \frac{R_b + R_{ent}}{R_b} \qquad (2.103)$$

et

$$I_{ch} = -\beta I_b \frac{R_c}{R_c + R_{ch}}. \qquad (2.104)$$

On a alors

$$K_{I\,max} = \frac{I_{ch}}{I_g} = -\beta \frac{R_b}{R_b + R_{ent}} \cdot \frac{R_c}{R_c + R_{ch}}. \qquad (2.105)$$

La tension de sortie de l'étage dans la gamme de fréquences intermédiaires est

$$U_{sor} = -\beta I_b (R_c \,\|\, R_{ch}). \qquad (2.106)$$

En déterminant I_b d'après la f.é.m. du générateur du signal et les résistances dans le circuit de commande:

$$I_b = \frac{E_g}{R_g + R_{ent} \| R_b} \cdot \frac{R_b}{R_b + R_{ent}} \qquad (2.107)$$

et en introduisant cette valeur dans la formule (2.106), on obtient:

$$K_U = \frac{U_{sor}}{E_g} = -\frac{\beta (R_c \| R_{ch})}{R_g + R_{ent} \| R_b} \cdot \frac{R_b}{R_b + R_{ent}}. \qquad (2.108)$$

Aux basses fréquences le gain dépend aussi des capacités des condensateurs C_1, C_e et C_c. Leur influence peut être prise en considération, comme il a été montré lors de l'analyse des étages à tubes, à l'aide des constantes de temps de basses fréquences des circuits qui comportent ces condensateurs.

Les constantes de temps des circuits d'entrée, de sortie et d'émetteur sont respectivement:

$$\tau_{inf\,1} = C_1 (R_g + R_{ent} \| R_b), \qquad (2.109)$$

$$\tau_{inf\,2} = C_c (R_c + R_{ch}), \qquad (2.110)$$

$$\tau_{inf\,(e)} = C_e \frac{R_b \| R_g + R_{ent}}{1+\beta} \approx C_e r_e. \qquad (2.111)$$

Chacune des constantes de temps ci-dessus influe sur le taux résultant de distorsion de fréquence M_{inf}. On peut le considérer comme le produit des taux de distorsion partiels:

$$M_{inf} = M_{inf\,1} M_{inf\,2} M_{inf\,(e)}. \qquad (2.112)$$

En faisant varier dans (2.112) les valeurs numériques des facteurs dont le produit M_{inf} serait une valeur admissible (généralement adoptée égale à 0,707), on trouve pour chaque facteur d'après la formule (2.96) les valeurs correspondantes de τ_{inf1}, τ_{inf2}, $\tau_{inf(e)}$ et d'après les formules (2.109) à (2.111) les capacités requises des condensateurs.

La valeur trouvée pour capacité totale indique si des valeurs numériques possibles de M_{inf1}, M_{inf2}, etc., on a choisi celles dont la combinaison est la meilleure.

Vu les faibles valeurs des résistances qui entrent dans les formules (2.109) à (2.111), les capacités requises des condensateurs sont de quelques dizaines ou quelques centaines de microfarads et, pour cette raison, dans de tels montages on utilise des condensateurs électrolytiques.

On peut trouver le gain en tension dans le domaine des basses fréquences de l'expression analogue à (2.93) si au lieu de la valeur de τ_{inf} l'on y introduit celle de la grandeur inverse ω_{inf} (pour $M_{inf} = \frac{1}{\sqrt{2}}$):

$$\dot{K}_{U\,inf} = \frac{K_{U\,max}}{1 - j\,\frac{\omega_{inf}}{\omega}}. \qquad (2.113)$$

La figure 2.40,*a* donne le schéma équivalent de l'étage pour le domaine de hautes fréquences. Il diffère du schéma de la figu-

re 2.39,*b* par le fait qu'on tient compte a) de la nature complexe du coefficient de transfert en courant $\dot{\beta}$, b) de la résistance équivalente du collecteur $r_{c(e)}$ et de la capacité du collecteur $C_{c(e)}$ et que c) les capacités C_1, C_e et C_c sont absentes.

La prise en considération des facteurs énumérés sous *a* et *b* donne pour la fréquence (plus précisément, pour la pulsation) limite supérieure:

$$\omega_{sup} = \frac{1+\beta'\gamma_b}{\tau'_\beta + \tau'_c}. \qquad (2.114)$$

Le coefficient de transfert en courant β' traduit le fait qu'une partie du courant de collecteur est dérivée dans $r_{c(e)}$. On peut trou-

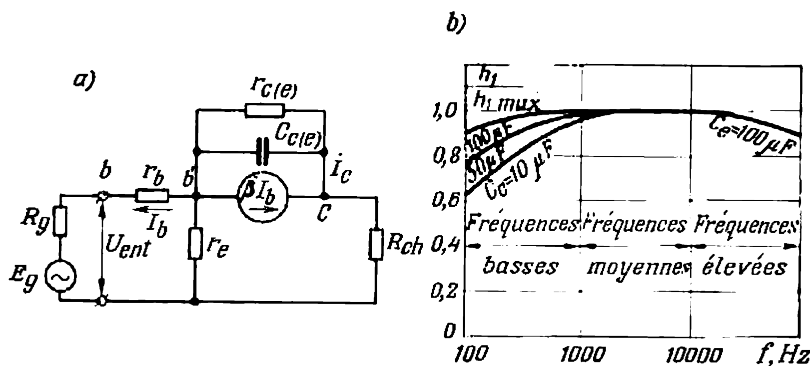


Fig. 2.40. Schéma équivalent d'un étage amplificateur à transistor pour les fréquences élevées (*a*) et caractéristiques amplitude-fréquence pour toute la gamme de fréquences (*b*)

ver la valeur de β' de l'expression:

$$\beta' = \beta\gamma_{c(e)} = \beta \frac{r_{c(e)}}{r_{c(e)} + (R_c \parallel R_{ch})} \qquad (2.115)$$

Par le coefficient de répartition de courant $\gamma_{c(e)}$ on tient compte de la diminution du courant de sortie par rapport au courant de collecteur en raison de sa déviation partielle vers $r_{c(e)}$. La valeur de $\gamma_{c(e)}$ est donnée par la fraction du deuxième membre de l'égalité (2.115).

Le deuxième facteur γ_b du numérateur de la formule (2.114) représente le coefficient de répartition de courant du fait de l'existence de réaction dans le schéma (voir § 2.11). Cette réaction se manifeste dans le fait qu'une partie du courant de collecteur passe par le circuit d'entrée dans le sens opposé au courant d'entrée. Cela réduit le courant d'entrée résultant et par conséquent le courant de

sortie. La valeur du coefficient de réaction est donnée par l'expression :

$$\gamma_b = \frac{r_c}{R_g + r_b + r_c}. \tag{2.116}$$

Le premier terme du dénominateur de la formule (2.114) τ'_β est la constante de temps de vie des porteurs dans la base (considérée par rapport au courant de sortie). Elle est :

$$\tau'_\beta = \tau_\beta \gamma_{c(e)}. \tag{2.117}$$

Le deuxième terme τ'_c est la constante de temps du circuit de collecteur (considérée par rapport au courant de sortie). Elle est

$$\tau'_c = (1 - \gamma_{c(e)}) \tau_c, \tag{2.118}$$

où

$$\tau_c = C_c r_c. \tag{2.119}$$

Ayant déterminé les fréquences limites dans la bande inférieure et supérieure ainsi que le gain dans la gamme de fréquences intermédiaires on peut d'après les données du calcul tracer la partie de travail de la caractéristique amplitude-fréquence de l'amplificateur.

La figure 2.40,*b* donne une famille de caractéristiques expérimentales obtenue pour trois valeurs de la capacité de couplage C_c (10, 50 et 100 µF) et une capacité de blocage C_e = 100 µF. Les coefficients de transfert en courant sont donnés en unités relatives par rapport au coefficient maximal en fréquences intermédiaires.

Cette famille de caractéristiques montre que pour $M_{\text{inf}} = \frac{1}{\sqrt{2}}$ la fréquence limite inférieure f_{inf} approche de 100 Hz lorsque C_c = 50 µF et de 200 Hz lorsque C_c = 10 µF. La fréquence limite supérieure pour le même coefficient de distorsion de fréquence dépasse 100 kHz.

La résistance d'entrée aux fréquences intermédiaires et élevées reste à peu près la même qu'en l'absence d'élément de couplage.

La conductance de sortie de l'étage aux hautes fréquences est la somme de la conductance de sortie de l'étage simple (sans couplage) et de la conductance $\omega_{\text{sup}} C_{c(e)}$ de la branche capacitive.

Le seuil de la gamme de fréquences élevées des montages à transistors basse fréquence à base commune se situe à peu près à 0,1-0,2 de la fréquence limite f_α et celui des montages à émetteur commun à 0,1-0,2 de la fréquence limite $f_\beta = f_\alpha (1 - \alpha)$.

Les fréquences limites supérieures des amplificateurs à transistors haute fréquence (drift) montés à base commune peuvent atteindre plusieurs dizaines de MHz. Le montage à émetteur commun ne permet d'atteindre que les valeurs de l'ordre de quelques mégahertz.

§ 2.7. Amplificateurs à couplage par transformateur

L'utilisation d'un transformateur comme élément de couplage dans les étages de préamplification permet :

1) d'augmenter le gain total en tension si l'on emploie des transformateurs élévateurs (cas des amplificateurs à tubes) et le gain en courant si l'on emploie des transformateurs abaisseurs (cas des amplificateurs à transistors) ;

2) de mieux adapter les résistances des étages à coupler, ceci augmentant également le gain.

Les avantages cités d'un amplificateur à couplage par transformateur permettent d'avoir un nombre moindre d'étages pour un même gain résultant comparativement à un amplificateur à couplage par capacité.

Le couplage par transformateur a pour inconvénients de présenter un poids relativement important et un prix élevé ainsi qu'une bande réduite.

Nous analyserons le régime de fonctionnement d'un amplificateur à couplage par transformateur comme au paragraphe précédent : nous considérerons d'abord l'amplificateur à tubes, puis l'amplificateur à transistors.

a) Amplificateur à tubes

La figure 2.41,*a* donne le schéma d'un étage à tube couplé à l'étage suivant par un transformateur. L'enroulement primaire du

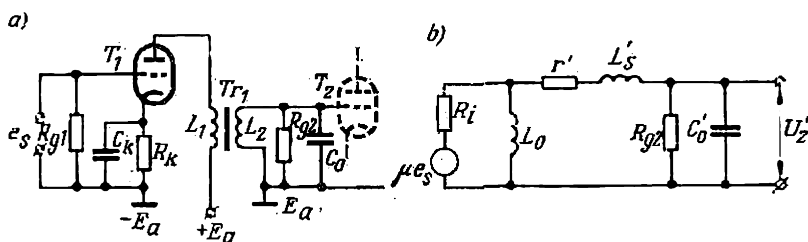


Fig. 2.41. Schéma de principe (*a*) et schéma équivalent (*b*) d'un étage amplificateur à tubes à couplage par transformateur

transformateur est branché directement au circuit d'anode du premier étage (montage série) et l'enroulement secondaire à l'entrée du second étage dont on n'a représenté que le circuit d'entrée qui influe sur le circuit de charge du premier étage.

Le schéma équivalent du premier étage avec les résistances de charge rapportées au primaire du transformateur est indiqué sur la figure 2.41,*b*. Notations adoptées :

L_0 inductance créée par le flux magnétique principal passant par le noyau du transformateur;

r' la résistance ohmique totale des deux enroulements du transformateur rapportée au primaire;

L'_s l'inductance créée par le flux de dispersion des deux enroulements et rapportée au primaire;

R'_{g2} et C'_0 la résistance et la capacité du circuit d'entrée du second étage rapportées au primaire du transformateur.

Le rapport de transformation K_{tr} dont le carré participe comme facteur de réduction des résistances et des inductances au primaire est déterminé par le rapport des nombres de spires des enroulements primaire et secondaire:

$$K_{tr} = \frac{w_2}{w_1}. \tag{2.120}$$

La tension d'alimentation qui correspond au signal d'entrée e_s est représentée dans le schéma par le produit μe_s.

Connaissant les paramètres du schéma équivalent on trouve le gain en tension en fonction de la fréquence et on construit la caractéristique amplitude-fréquence de l'amplificateur. La figure 2.42 donne une telle caractéristique établie expérimentalement.

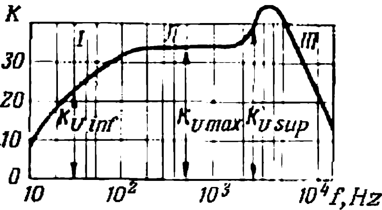


Fig. 2.42. Caractéristique amplitude-fréquence d'un étage amplificateur à tubes à couplage par transformateur

Aux basses fréquences on peut négliger le courant passant par r' et le reste du schéma parce que R'_{g2} et $\frac{1}{\omega C'_0}$ sont grandes. Pour cette raison, la tension de sortie U'_2 est ici égale à la tension aux bornes de l'inductance L_0 du circuit oscillant comprenant R_i et L_0.

Dans ce cas, le gain en tension rapporté au secondaire a pour expression:

$$K_{U\,\mathrm{inf}} = \frac{U_2}{e_s} = \mu K_{tr} \frac{\omega L_0}{\sqrt{R_i^2 + (\omega L_0)^2}}. \tag{2.121}$$

Avec l'accroissement de la fréquence, le gain augmente en raison de l'accroissement de ωL_0. La valeur limite de $K_{U\,\mathrm{inf}}$ est atteinte pour une fréquence où ωL_0 croît tellement que l'on peut négliger la résistance R_i dans la formule (2.121). Dans ce cas on a:

$$K_{U\,\mathrm{inf}} = K_{U\,\mathrm{max}} = \mu K_{tr}. \tag{2.122}$$

Aux fréquences intermédiaires la tension de sortie varie peu parce que l'accroissement de la chute de tension interne provoquée dans le tube par le courant passant par C'_0 et croissant avec la fréquence est presque entièrement compensé par la tension aux bornes

de l'inductance de dispersion L'_s laquelle augmente en valeur mais est de phase opposée.

Aux fréquences élevées la tension de sortie et le gain obtenu avec l'étage diminuent progressivement ou augmentent d'abord pour diminuer ensuite (fig. 2.42). Ce dernier phénomène se produit lorsque dans la portion du circuit comprenant L'_s et C'_0 apparaît une résonance de tension (résonance série).

Le maximum d'amplification a lieu à la résonance:

$$K_{U\,\text{rés}} = \frac{\mu K_{\text{tr}}}{R_i + r} \sqrt{\frac{L'_s}{C'_0}}. \tag{2.123}$$

b) *Amplificateurs à transistors*

La figure 2.43,*a* donne le schéma d'un étage amplificateur à transistor couplé à l'étage suivant par un transformateur. Le primaire du transformateur de couplage est inséré directement dans le

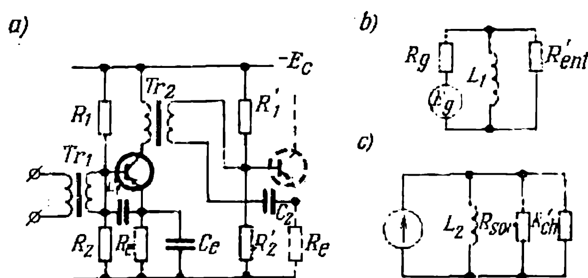


Fig. 2.43. Schéma de principe d'un amplificateur à transistor à couplage par transformateur (*a*) et schémas équivalents pour les circuits d'entrée (*b*) et de sortie (*c*)

circuit de collecteur du premier étage (montage série) et le secondaire est relié à l'entrée du deuxième étage par un condensateur de découplage C_2. Ce dernier a pour but de prévenir le shuntage de l'entrée du transistor par la faible résistance du secondaire, lequel pourrait être parcouru par un courant continu.

Les transformateurs Tr_1 et Tr_2 qui adaptent les résistances des montages précédents à celles des montages suivants sont dans la plupart des cas des transformateurs abaisseurs. Ceci est lié au fait que la résistance d'entrée d'un étage à transistor est généralement de beaucoup inférieure à la résistance interne de la source du signal (du capteur) et la résistance de charge R_{ch} inférieure à la résistance de sortie R_{sor} de l'étage.

Le rapport de transformation $K_{\text{tr}1}$ du transformateur d'entrée Tr_1 est optimal lorsque la résistance R_g du générateur rapportée

au secondaire du transformateur (désignée R'_g) est égale à la résistance d'entrée R_{ent} de l'étage :

$$R'_g = R_g K^2_{tr\,1} = R_{ent}. \qquad (2.124)$$

Le rapport de transformation optimal $K_{tr\,2}$ du transformateur de sortie Tr_2 est tiré de l'expression :

$$R'_{ch} = R_{ch} \frac{1}{K^2_{tr\,2}} = R_{sor}. \qquad (2.125)$$

Les valeurs de R_{ent} et R_{sor}, à condition d'adaptation des résistances d'entrée et de sortie des étages successifs, peuvent être trouvées directement d'après les paramètres des transistors.

Ainsi, la résistance de sortie de l'étage est :

$$R_{sor} = r_{c(e)} \sqrt{1 + \beta\gamma_{b0}} \approx r_{c(e)}, \qquad (2.126)$$

où γ_{b0} est le même coefficient de répartition de courant que dans la formule (2.116) pour $R_g = 0$.

La résistance d'entrée est

$$R_{ent} = (r_b + r_e) \sqrt{1 + \beta\gamma_0}. \qquad (2.127)$$

En introduisant les valeurs de R_{ent} et R_{sor} dans les formules (2.124) et (2.125) on peut déterminer les rapports nécessaires de transformation K_{tr1} et K_{tr2} pour l'adaptation.

Pour limiter l'inductance de dispersion L'_s des enroulements du transformateur, laquelle augmente le déphasage entre le courant d'entrée et le courant de sortie, on choisit généralement pour les transformateurs de couplage un rapport de transformation non inférieur à 0,20-0,25. Une telle limitation ne permet pas toujours d'obtenir une adaptation complète des résistances, même pour les premiers étages d'amplification. Dans les étages suivants, où le courant amplifié augmente, il devient plus difficile d'adapter la résistance de charge R'_{ch} à la résistance de sortie car pour des valeurs limitées de la tension d'alimentation de grandes valeurs de R'_{ch} assurent difficilement la valeur requise de la composante alternative du courant.

La valeur maximale de R'_{ch} pour E_c donné peut être obtenue à partir de la relation :

$$R'_{ch} = \frac{\xi E_c}{I_{c\,max}} = \frac{\xi E_c}{K_I I_{cnt\,max}}, \qquad (2.128)$$

où ξ est un coefficient qui caractérise l'utilisation de la tension d'alimentation E_c par le signal alternatif.

Compte tenu de la chute de tension dans la résistance R_e, dans le transistor et les autres éléments du schéma on n'obtient généralement pas une valeur de ξ supérieure à 0,8.

La caractéristique amplitude-fréquence d'un étage amplificateur à transistor couplé par transformateur à l'étage suivant par rapport au gain en courant K_I diffère peu de la caractéristique analogue d'un amplificateur à tube à couplage par transformateur tracée par rapport au gain en tension (voir fig. 2.42).

Le gain en courant aux fréquences intermédiaires, lorsqu'on a un transformateur d'adaptation à l'entrée et un à la sortie, est donné par l'expression (2.72):

$$K_{I\,\max}=\beta\,\frac{1}{K_{\mathrm{tr}\,1}K_{\mathrm{tr}\,2}}\cdot\frac{r_{c(e)}}{r_{c(e)}+R'_{\mathrm{ch}}}\,. \qquad (2.129)$$

Le gain en tension est:

$$K_U=\frac{\beta R'_{\mathrm{ch}}}{R'_{\mathrm{g}}+R_{\mathrm{ent}}}\,K_{\mathrm{tr}\,1}K_{\mathrm{tr}\,2}. \qquad (2.130)$$

Les signes des gains d'amplification dépendent de l'ordre de branchement des enroulements du transformateur.

Le gain maximal en puissance est:

$$K_{P\,\max}=\frac{\beta^2 r_{c(e)}}{(r_b+r_c)\left(1+\sqrt{1+\beta\gamma_{b0}}\right)^2}. \qquad (2.131)$$

La figure 2.43,*b* et *c* donne les schémas équivalents des circuits d'entrée et de sortie de l'étage aux basses fréquences.

Les schémas présentent des coefficients de distorsion de fréquence différents pour une même fréquence limite inférieure f_{inf}.

Lorsque le coefficient de distorsion de fréquence résultant $M_{\mathrm{inf}}=M_{\mathrm{inf}1}M_{\mathrm{inf}2}$ est donné, les valeurs numériques des facteurs sont choisies de sorte que les constantes de temps $\tau_{\mathrm{inf}1}$ et $\tau_{\mathrm{inf}2}$, qui leur correspondent d'après (2.96), déterminent les inductances requises conformément aux expressions

$$\tau_{\mathrm{inf}\,1}=\frac{L_1}{R'_{\mathrm{g}}\parallel R_{\mathrm{ent}}}\,, \qquad (2.132)$$

$$\tau_{\mathrm{inf}\,2}=\frac{L_2}{R_{\mathrm{sor}}\parallel R'_{\mathrm{ch}}}\,. \qquad (2.133)$$

Il faut avoir en vue qu'il est difficile d'obtenir avec des transformateurs de petites dimensions de grandes inductances (supérieures à plusieurs henrys).

Aux fréquences élevées la nature complexe du coefficient de transfert en courant, la capacité de collecteur de l'étage ainsi que l'inductance de dispersion et la capacité entre les spires du transformateur se font sentir sur le fonctionnement de l'amplificateur.

La nature complexe de la charge aux fréquences élevées exige alors l'adaptation aussi bien des résistances pures que des réactances. Cela complique l'analyse du régime de fonctionnement.

Lorsqu'on analyse le régime de fonctionnement d'un étage intermédiaire, on considère seulement le transformateur de sortie et, pour cette raison, dans toutes les formules précédentes K_{tr1} est pris égal à l'unité.

§ 2.8. Amplificateurs à plusieurs étages

L'analyse de l'influence du couplage des étages sur le régime de fonctionnement et le gain de chaque étage faite aux deux paragraphes précédents permet de généraliser la relation qui donne le gain d'un amplificateur à n étages montés en série.

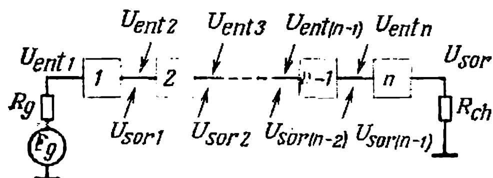


Fig. 2.44. Schéma fonctionnel d'un amplificateur à plusieurs étages

La figure 2.44 donne le schéma fonctionnel d'un tel amplificateur. Les étages sont représentés par des rectangles numérotés. La résistance de charge du premier étage et d'un étage intermédiaire quelconque est déterminée par la résistance d'entrée de l'étage suivant et celle de l'étage de sortie est représentée par la résistance R_{ch}. Le gain total d'un tel amplificateur est égal au produit des gains des étages:

$$K_U = \frac{U_{sor}}{E_g} = K_{U1}K_{U2} \ldots K_{U(n-1)}K_{Un}, \qquad (2.134)$$

où $K_{U1} = \frac{U_{sor\,1}}{E_g}$ est le gain en tension du premier étage déterminé par rapport au signal d'entrée;

$K_{Um} = \frac{U_{sor\,m}}{U_{ent\,m}}$ l'expression générale du gain en tension pour chaque étage intermédiaire.

D'après cette formule on trace la caractéristique amplitude-fréquence résultante de l'amplificateur dont les ordonnées sont les produits des ordonnées relatives à la même fréquence des caractéristiques amplitude-fréquence des étages individuels.

L'expression analytique du gain en tension aux fréquences intermédiaires peut être obtenue à partir de la formule (2.134) si pour le premier étage on prend la valeur de K_{U1} tirée de (2.108) pour $R_{ch} = R_{ent2}$ et si l'on prend la résistance de charge d'un étage intermédiaire quelconque m égale à la résistance d'entrée de l'étage suivant $m + 1$.

Pour les amplificateurs à transistors cela conduit à une formule généralisée:

$$K_U = (-1)^n \frac{\beta'_n (R_{ch} \| R_{cn})}{R_g + R_{ent\,1}} \prod_{m=1}^{n} \beta'_m \frac{R_{cm}}{R_{cm} + R_{ent(m+1)}}, \qquad (2.135)$$

où $\prod_{m=1}^{n}$ est le produit de tous les facteurs placés sous le signe $\prod$ de $m = 1$ à $m = n$. Le coefficient de transfert en courant β'_m placé sous le signe de produit est celui de la formule (2.115).

Il résulte de l'expression (2.135) que le gain en tension d'un amplificateur à plusieurs étages est d'autant plus grand que R_{cm} est plus grande et R_g plus petite.

§ 2.9. Amplificateurs de puissance

a) Exigences générales et classification

Le schéma d'un étage d'amplification de puissance à sortie par transformateur ne diffère pas en principe du schéma d'un étage préamplificateur à couplage par transformateur (fig. 2.41,*a*) où le second étage est remplacé par la résistance de charge.

Dans le calcul des étages de puissance le problème principal est d'obtenir un régime énergétique optimal permettant de transmettre au récepteur une puissance maximale pour des valeurs élevées du gain en puissance et du rendement. Certains récepteurs de puissance exigent souvent que la distorsion de la courbe de courant de sortie par rapport au courant d'entrée soit minimale. De telles distorsions, dues surtout à la non-linéarité des caractéristiques des appareils, sont appelées distorsions non linéaires ou distorsions harmoniques à la différence des distorsions linéaires provoquées par la variation des réactances en fonction de la fréquence.

Les distorsions non linéaires qui augmentent avec l'accroissement du signal d'entrée sont évaluées par le taux de distorsion harmonique ν. Ce taux est lié aux amplitudes du premier harmonique (fréquence fondamentale) I_{1m} et des harmoniques supérieurs I_{2m}, I_{3m}, . . . par l'égalité:

$$\nu = \frac{\sqrt{I_{2m}^2 + I_{3m}^2 \cdots}}{I_{1m}}. \tag{2.136}$$

Plus les amplitudes des harmoniques supérieurs sont grandes en comparaison avec l'amplitude de l'harmonique fondamental plus le taux ν est élevé.

Si ce n'est pas le taux de distorsion harmonique qui limite la puissance maximale que l'étage amplificateur peut transmettre au circuit de charge ce sont alors:

1) l'échauffement maximal admissible des appareils,

2) le rendement atteint.

Le rendement dépend du montage adopté et du régime de fonctionnement de l'amplificateur et, en particulier, du rapport de la résistance de charge à la résistance de sortie.

Pour analyser la relation entre le rendement et le régime de fonctionnement de l'amplificateur, nous utiliserons l'expression générale:

$$\eta = \frac{P_{ch}}{P_0} = \frac{P'_{ch}\eta_{tr}}{E_a I_a} = \frac{U_{a1m} I_{a1m} \eta_{tr}}{2E_a I_a}, \qquad (2.137)$$

où P_0 est la puissance reçue de la source d'alimentation;
P_{ch} la puissance fournie à la charge;
P'_{ch} la somme de la puissance P_{ch} fournie à la charge et de la puissance dissipée dans le transformateur;
I_a la valeur moyenne du courant dans l'appareil amplificateur;
I_{a1m} et U_{a1m} les amplitudes des premiers harmoniques de courant et de tension dans l'enroulement primaire du transformateur;
η_{tr} le rendement du transformateur.

Si l'on désigne le rapport $\frac{U_{a1m}}{E_a}$, comme au numérateur de la formule (2.128), par ξ, coefficient d'utilisation de la tension d'alimentation, et le rapport $\frac{I_{a1m}}{I_a}$ par χ, coefficient d'utilisation de la valeur moyenne du courant d'alimentation, on peut écrire l'expression (2.137) sous la forme suivante:

$$\eta = \frac{1}{2}\xi\chi\eta_{tr}. \qquad (2.138)$$

Le coefficient χ dépend du choix du point de repos déterminé par la tension de polarisation E_{g0} (dans les amplificateurs à tubes) et le courant de polarisation I_{b0} (dans les amplificateurs à transistors).

Selon le choix de la tension E_{g0} ou du courant de polarisation I_{b0}, on distingue pour les étages amplificateurs à tubes les trois classes principales d'amplification A, B et C qu'illustrent les diagrammes de la figure 2.45.

Les étages de préamplification n'utilisent que la classe A. Pour les étages à tubes cette classe est caractérisée par le choix d'une tension de polarisation E_{g0} qui place le point de repos sensiblement au milieu de la partie droite de la caractéristique de grille (fig. 2.45,*a*). Dans les étages à transistors la non-linéarité d'entrée est éliminée pour de grands signaux si le courant de polarisation correspond au milieu de la partie droite de la caractéristique d'entrée.

Le coefficient d'utilisation du courant χ dans la classe A est inférieur à l'unité car l'amplitude de la composante alternative de courant est toujours inférieure au courant de repos I_{a0} (tubes) ou $I_{c.r}$ (transistors).

Le coefficient χ augmente de façon notable lorsqu'on choisit le point de repos près de l'origine de la caractéristique d'entrée

(fig. 2.45,*b*). Dans les amplificateurs à tubes on y arrive en augmentant la tension de polarisation négative E_{g0} jusqu'à la valeur de la tension de blocage du tube U_{gb} et dans les amplificateurs à transistors en choisissant $I_{b0} \approx 0$. En ce régime qui représente la classe d'amplification B, l'appareil amplificateur laisse passer le courant

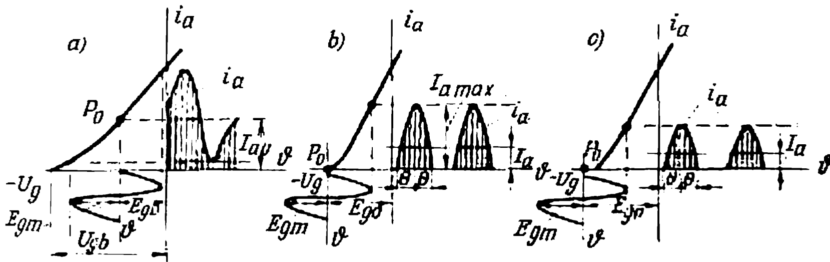


Fig. 2.45. Diagrammes illustrant les classes d'amplification:
a—classe A; *b*—classe B; *c*—classe C

seulement pendant les alternances positives comme lors du redressement d'une alternance (voir fig. 1.1). La valeur moyenne du courant en régime d'amplification linéaire est liée à son maximum par la relation (1.21). Dans ce cas:

$$\chi = \frac{I_{a\,1\,max}}{I_d} = \frac{\pi}{2} = 1{,}57. \tag{2.139}$$

Le coefficient χ peut être encore augmenté si l'on place le point de repos à gauche de l'origine de la caractéristique de grille des amplificateurs à tubes en choisissant $E_{g0} > U_{gb}$ (fig. 2.45,*c*) ou dans les amplificateurs à transistors si $U_{b0} > 0$, ce qui correspond à la classe d'amplification C.

Le passage de la classe A à la classe B et ensuite à la classe C augmente non seulement le coefficient d'utilisation du courant χ mais aussi le coefficient d'utilisation de la tension ξ puisque l'amplitude de la tension de sortie augmente pour la même tension d'alimentation.

Malgré plus grandes valeurs de rendement η des montages fonctionnant en classes B et C, on les utilise rarement pour les amplificateurs à un seul étage à tube car la courbe de courant de sortie est très déformée. En plus de l'harmonique fondamental et de la composante continue du courant, la courbe de courant de sortie comporte des harmoniques supérieurs très accusés qui augmentent considérablement le taux de distorsion harmonique.

La composante continue de courant et les harmoniques supérieurs pairs sont éliminés dans le circuit de charge lorsqu'on utilise

un montage amplificateur à deux tubes (ou transistors) laissant passer à tour de rôle le courant par les enroulements primaires du transformateur en sens opposés (voir fig. 2.47). Il en résulte que le transformateur n'est plus traversé par la composante continue et le courant de sortie est purement alternatif. De tels montages sont appelés *push-pull.*

Les montages push-pull fonctionnant en classe B sont largement utilisés dans les étages de puissance parce que, en plus d'un rendement élevé, ils permettent d'obtenir une puissance de sortie beaucoup plus grande. Lorsqu'on cherche à obtenir une linéarité maximale de l'amplification des valeurs instantanées de la puissance on utilise des amplificateurs de classe A.

Nous examinerons les régimes de fonctionnement et les montages amplificateurs simples et push-pull à tubes et à transistors.

b) *Amplificateurs à tubes*

La figure 2.46,*a* donne le schéma d'un étage simple d'amplification de puissance à tube. Son régime de fonctionnement est illustré par le diagramme de charge de la figure 2.46,*b*.

En plus du transformateur de sortie Tr_2 qui assure l'adaptation de la résistance de sortie de l'étage à la charge, le montage comporte

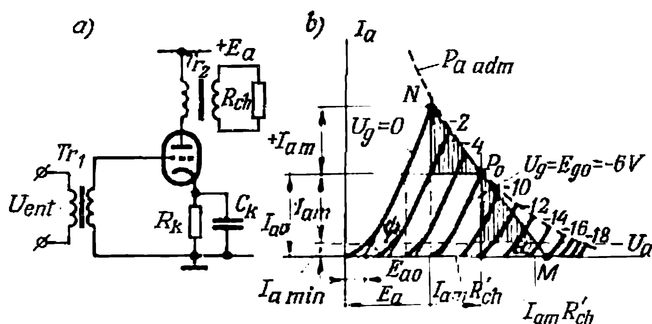


Fig. 2.46. Schéma de principe (*a*) et diagramme de charge (*b*) d'un étage amplificateur de puissance fonctionnant en classe A

un transformateur d'entrée Tr_1 qui couple l'étage considéré à la sortie de l'étage précédent de l'ensemble de préamplification. Lorsqu'il n'est pas nécessaire d'augmenter la tension d'entrée de l'étage de puissance, le couplage avec l'étage précédent peut être réalisé par un condensateur C.

La résistance R_k et le condensateur C_k forment dans l'étage considéré le circuit de polarisation automatique. Si l'étage fonc-

tionne en classe A, sa tension de polarisation est calculée comme pour les étages de préamplification simples [voir la formule (2.22)].

La puissance moyenne absorbée par un étage de classe A ne dépend pas du signal d'entrée puisqu'elle est le produit des valeurs moyennes du courant I_a et de la tension E_a lesquelles dans un étage à transformateur (équipé de triodes) restent invariables et égales respectivement au courant de repos I_{a0} et à la tension de repos U_{a0}. Avec l'apparition du signal d'entrée seule la répartition de la puissance reçue de la source d'alimentation varie : une partie de la puissance est utilisée par la résistance de charge (puissance utile) et l'autre dissipée sous forme de chaleur. En l'absence de charge (régime de repos), toute la puissance demandée à la source d'alimentation est transformée en chaleur dans le tube.

Dans le choix des tubes selon la puissance thermique qu'ils peuvent dissiper en classe A, on part du régime de repos, ayant en vue que les valeurs admissibles de la tension de repos U_{a0} et du courant de repos I_{a0} sont liées ici comme suit :

$$I_{a0}U_{a0} \leqslant P_{a\,adm}, \tag{2.140}$$

où $P_{a\,adm}$ est la puissance limite que le tube peut dissiper à la température maximale admissible.

A l'expression (2.140) correspond une hyperbole tracée en pointillé sur la figure 2.46,*b*. Le diagramme de charge est construit pour une triode. Si l'on veut utiliser au maximum la capacité de charge du tube en échauffement, on trouve le point de repos à l'endroit où la droite de charge est tangente à l'hyperbole.

La droite de charge MN en courant alternatif passe pour l'amplificateur à couplage par transformateur par le point de repos P_0 qui correspond à une tension d'alimentation E_a et sous un angle dont la cotangente est proportionnelle à la résistance de charge. La droite de charge en courant continu pour l'amplificateur considéré passe par la verticale au point E_a, si l'on néglige les résistances des enroulements du transformateur et R_k.

La puissance utile fournie au récepteur est déterminée par l'aire de l'un des triangles hachurés car la hauteur de ceux-ci est proportionnelle à l'amplitude du courant alternatif et leur base à l'amplitude de la tension alternative aux bornes du primaire du transformateur.

Pour une certaine pente de la droite de charge, l'aire des triangles et, par conséquent, la puissance délivrée sont maximales. On trouve analytiquement la valeur de R'_{ch} qui correspond à la puissance maximale. On distingue alors deux cas :

1) la valeur optimale de la résistance de charge R'_{ch} que l'on trouve correspond à un signal injecté dans le circuit de grille invariable;

2) la valeur optimale de la résistance de charge R'_{ch} déterminée correspond à la valeur maximale possible d'un signal d'entrée variable.

Dans le premier cas la puissance maximale fournie à la charge a pour expression:

$$P_{ch} = \frac{1}{2} I^2_{a1m} R'_{ch} = \frac{1}{2} \left(\frac{\mu E_{gm}}{R_i + R'_{ch}} \right)^2 R'_{ch}, \qquad (2.141)$$

où E_{gm} est invariable.

En différentiant P_{ch} par rapport à R'_{ch} et en égalant la dérivée à zéro pour E_{gm} = const, on trouve que la puissance délivrée à la charge est maximale lorsque les résistances sont liées par la relation:

$$R'_{ch} = R_i. \qquad (2.142)$$

Dans le deuxième cas, la puissance maximale correspond à la relation:

$$R'_{ch} = 2R_i. \qquad (2.143)$$

Le coefficient d'utilisation de tension ξ dans le deuxième cas est de l'ordre de 0,5. Le coefficient d'utilisation de courant χ en régime d'amplification linéaire est compris entre 0,8 et 0,85. Pour ces valeurs de ξ et χ, la valeur maximale du rendement de l'étage est

$$\eta_{max} = \frac{1}{2} \xi \chi \eta_{tr} = \frac{1}{2} 0{,}5 \cdot 0{,}85 \cdot 0{,}85 = 0{,}175. \qquad (2.144)$$

Etant donné les pertes dans le circuit de polarisation automatique, le rendement d'un amplificateur à tube de classe A est encore plus faible. Généralement, sa valeur pour les étages à triodes ne dépasse pas 0,15.

Le coefficient d'utilisation de tension et le rendement de l'étage augmentent lorsqu'on utilise des tétrodes à faisceaux dirigés ou des pentodes. Il en est ainsi car les portions initiales des caractéristiques d'anode de ces tubes s'élèvent rapidement, mais les distorsions harmoniques augmentent aussi.

Un montage simple de classe A est généralement utilisé dans les étages préfinaux où la puissance de sortie est relativement faible ainsi que dans les étages de sortie de faible puissance où le taux de distorsion harmonique doit être minimal.

Les amplificateurs à grande puissance de sortie utilisent généralement des montages push-pull (fig. 2.47,*a*) de classe B ou de classe intermédiaire AB pour laquelle:

$$\left| \frac{1}{2} U_{go} \right| < |E_{go}| < |U_{gb}|.$$

Le régime de fonctionnement d'un tel montage de classe B est illustré par les courbes de tension et de courant portées sur la

figure 2.47,*a* près des éléments correspondants du montage. Les portions des courbes des tensions e_{g1} et e_{g2} pour lesquelles les tubes sont débloqués sont représentées en traits continus sur les diagrammes. Aux tubes bloqués correspondent les portions en pointillé.

Les tubes laissent passer le courant à tour de rôle par alternances comme on le voit sur le diagramme des courants anodiques i_{a1} et i_{a2}. Ces diagrammes ont l'aspect des demi-sinusoïdes en admettant que les portions de travail des caractéristiques de grille sont linéaires.

Les courants qui en résultent dans les enroulements primaires et secondaire du transformateur de sortie Tr_2 sont sinusoïdaux.

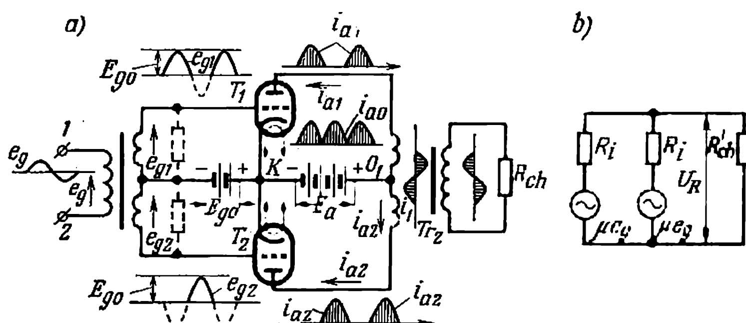


Fig. 2.47. Schéma de principe (*a*) et schéma équivalent (*b*) d'un étage push-pull amplificateur de puissance fonctionnant en classe B

La courbe du courant qui arrive de la source d'alimentation représente dans ce régime des demi-sinusoïdes alternantes comme celles d'une courbe du courant redressé dans les montages de redressement des deux alternances en l'absence de filtre de lissage (voir fig. 1.23,*c*).

Lorsque les courbes des courants anodiques ne sont pas des demi-sinusoïdes pures, la courbe du courant secondaire comporte, en plus de la sinusoïde fondamentale, les harmoniques supérieurs impairs car les harmoniques pairs et les composantes continues se compensent mutuellement dans les enroulements primaires et donc, dans le circuit de charge n'entrent que les harmoniques fondamentaux et les harmoniques supérieurs impairs. Parmi les harmoniques impairs le troisième a l'amplitude la plus grande et détermine donc le taux de distorsion harmonique.

Lorsque les exigences concernant le taux de distorsion harmonique sont assez modérées ou n'existent pas la capacité de charge de l'étage est limitée par l'échauffement maximal admissible des tubes et du transformateur.

L'analyse quantitative du régime de fonctionnement d'un montage push-pull peut être faite graphiquement à l'aide de deux diagrammes de charge jumelés lorsqu'il s'agit de tétrodes à faisceaux dirigés et de pentodes et analytiquement à l'aide des schémas équivalents lorsqu'il s'agit de montages à triodes.

La figure 2.47,*b* donne le schéma équivalent d'un étage amplificateur de puissance à triodes, où les tubes sont remplacés par des générateurs équivalents de force électromotrice μe_g branchés en parallèle sur une charge commune. En classe B, chaque générateur laisse passer le courant seulement pendant une alternance. Les générateurs fonctionnant en parallèle peuvent être remplacés par un seul générateur de même f.é.m. et de même résistance interne $R_{ie} \approx R_i$.

Le schéma indiqué permet de trouver les valeurs des courants, de la tension et de la puissance. Le maximum de la puissance délivrée a lieu lorsque la condition (2.142) est satisfaite.

Le rapport de transformation K_{tr} pour lequel on obtient, selon la formule (2.142), la valeur requise de R'_{ch}, est déterminé par le rapport du nombre de spires du secondaire au nombre de spires de l'un des primaires.

La valeur limite du coefficient d'utilisation de tension ξ en classe B peut être portée à 0,9 lorsqu'on utilise des pentodes. Dans un montage push-pull, le rendement de l'amplificateur $\left(\text{pour } \chi = \frac{\pi}{2}\right)$ est

$$\eta = \frac{\pi}{4} \xi \eta_{tr} = (0{,}65 \text{ à } 0{,}7)\, \eta_{tr}. \qquad (2.145)$$

Le rendement trouvé est d'environ trois fois supérieur au rendement maximal réalisable en classe A lorsque l'amplificateur utilise des triodes.

Ces avantages expliquent le large emploi des montages push-pull dans les étages de sortie des amplificateurs de puissance.

c) *Amplificateurs à transistors*

La figure 2.48,*a* donne le montage simple d'un étage amplificateur de puissance à transistor. Le diagramme de charge qui illustre son régime de fonctionnement en classe A est indiqué sur la figure 2.48,*b*.

Le diagramme de charge présente deux familles de caractéristiques de sortie. Pour l'une d'elles tracée en traits continus on a adopté comme paramètre le courant de base I_b, pour l'autre, tracée en pointillé, la tension entre la base et l'émetteur U_b. On utilise la première famille de courbes lorsque l'étage précédent de préamplification

ou le capteur de grande résistance de sortie se comportent comme une source de courant et la deuxième famille de courbes lorsque l'étage précédent de faible résistance interne fonctionne comme une source de tension (montage à collecteur commun ou capteur à faible résistance).

Le point de repos P_0 a été choisi sur le diagramme près de l'hyperbole tracée en pointillé. Cette dernière correspond à la puissance limite admissible dissipée dans le transistor pour une température

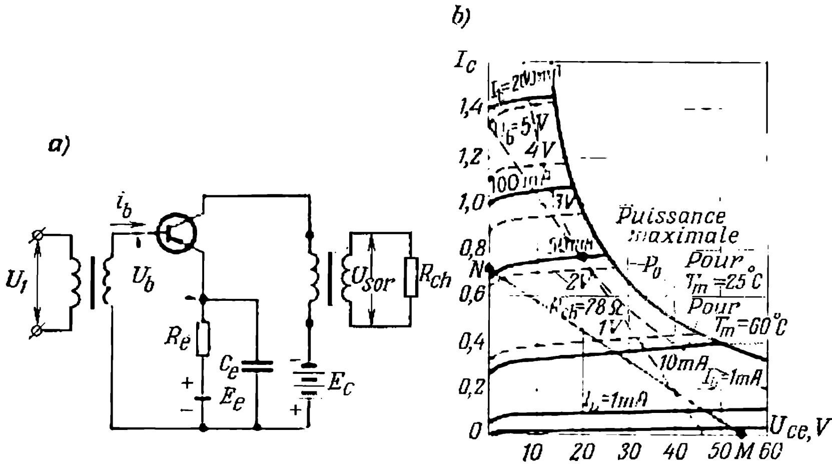


Fig. 2.48. Schéma de principe (a) et diagramme de charge (b) d'un étage amplificateur de puissance à transistor fonctionnant en classe A

maximale admissible du milieu ambiant $t_{m\ \max}$ et l'hyperbole tracée en trait continu à la puissance admissible dissipée dans le transistor à la température ordinaire du milieu ambiant ($t_{m0} = 25$ °C).

Le produit des coordonnées de U_{c0} et $I_{c.\,r}$ d'après lesquelles a été tracée l'hyperbole en pointillé correspond à la puissance:

$$P'_c = P_{c\,adm}\,\frac{t_{c\,\max} + t_{m\,\max}}{t_{c\,\max} - t_{m0}}, \qquad (2.146)$$

où $P_{c\ adm}$ est la puissance que le transistor dissipe à la température ordinaire du milieu ambiant (cette puissance est indiquée dans les catalogues);

$t_{c\ \max}$ la température maximale admissible du collecteur (elle est de 80 à 100 °C pour les transistors au germanium et de 160 à 180 °C pour les transistors au silicium).

On choisit le courant de repos $I_{c.\,r}$ et la tension de repos U_{c0} en utilisant comme critérium: 1) le courant maximal admissible

de charge des transistors du point de vue de la diminution acceptable de la valeur de β, 2) la tension limite admissible du transistor vis-à-vis du claquage ou de l'accroissement dangereux du courant thermique.

La variation du coefficient de transfert en courant avec l'accroissement du courant de collecteur d'un transistor de puissance de type industriel (П201) est illustrée par la figure 2.49,*a*. En plus de la courbe type tracée en trait continu pour la température $t_m =$ $-$ 50 °C, on a tracé en pointillé les courbes limites déterminant la

Fig. 2.49. Courbe du coefficient de transfert en courant β en fonction du courant de charge et limites de la bande de dispersion de la courbe (*a*); détermination d'après la caractéristique d'entrée et la caractéristique de transfert du transistor des amplitudes des deuxième et troisième harmoniques du courant en régime d'amplification de puissance (*b*)

bande de dispersion possible des caractéristiques, étant donné la composition non homogène du matériau et les méthodes de fabrication différentes.

Pour prévenir une forte diminution du gain en courant et en puissance de l'étage final, le courant maximal admissible du transistor est limité aux valeurs pour lesquelles β est de l'ordre de 5 à 10, pas moins, à la limite inférieure de dispersion.

La tension d'alimentation qui limite l'amplitude du signal de sortie ne doit pas excéder la moitié de la tension maximale admissible entre le collecteur et l'émetteur du transistor:

$$E_c \leqslant \frac{1}{2} U_{c\,\max\,\mathrm{adm}}. \qquad (2.147)$$

Ceci résulte de ce que dans les étages à couplage par transformateur, la crête à crête de la tension alternative au transistor est

égale au maximum au double de la valeur de la tension d'alimentation.

Dans les amplificateurs de puissance on ne parvient généralement pas à adapter la charge de l'étage à sa résistance de sortie car cette dernière est importante et le courant dans le transistor serait alors insuffisant.

La résistance de charge est par conséquent choisie d'après le courant maximal admissible pour le transistor et la puissance maximale fournie au circuit de charge

La puissance fournie à la charge par l'étage de sortie (pour $\eta_{tr} = 1$) a pour expression:

$$P_{ch} = \frac{1}{2} U_{c1m} I_{c1m} = \frac{1}{2} \xi \chi E_{c0} I_{c.r}. \tag{2.148}$$

En introduisant dans la formule (2.148) les valeurs numériques pratiquement réalisables de ξ et χ on trouve pour les amplificateurs de puissance à transistors fonctionnant en classe A un rendement global de 0,35 à 0,45.

Le taux de distorsion harmonique des amplificateurs à transistors est plus grand que celui des amplificateurs à tubes en raison de la non-linéarité très accusée non seulement des caractéristiques de sortie mais aussi des caractéristiques d'entrée des transistors pour des signaux forts.

Lorsque l'étage de puissance est commandé par une source de courant, le degré de distorsion de la courbe du courant de sortie ne dépend que de la non-linéarité de la courbe caractéristique de transfert qui représente la variation du courant de collecteur I_c en fonction du courant de base I_b (courbe *2* de la figure 2.49,*b*). Lorsque la commande est assurée par une source de tension la distorsion de la courbe du courant de sortie augmente à cause de la non-linéarité de la caractéristique d'entrée (courbe *1*).

Les lignes de construction tracées sur le diagramme en pointillé montrent comment on détermine graphiquement les amplitudes du deuxième et du troisième harmonique lorsque la commande de l'amplificateur de puissance se fait par une source de tension et que ces harmoniques sont très accusés dans la courbe du courant de sortie.

Les grandeurs initiales pour une telle construction sont le courant de repos dans le circuit de collecteur $I_{c.r}$, l'amplitude du signal d'entrée E_{bm} et la résistance interne R_g de la source (générateur) de signal. D'après les points P_0'', P_0' et P_0 on trouve la tension de polarisation E_{b0} requise pour obtenir le courant de repos. Cette tension est donnée par le point d'intersection de la droite tracée de P_0' sous l'angle α avec l'axe des ordonnées. La cotangente de cet angle est proportionnelle à la résistance R_g de la source de signal. Les tronçons portés des deux côtés de P_0 donnent chacun l'amplitude du signal d'entrée E_{bm}. En traçant des points B et C les droites

parallèles à $P_0P'_0$ on trouve sur la caractéristique d'entrée les points B' et C' et sur la caractéristique de transfert et l'axe des ordonnées les points B'', C'' et B''', C''' qui leur correspondent. En plus de ces points, on porte sur la branche négative de l'axe des ordonnées les points D et F qui correspondent aux valeurs intermédiaires de l'amplitude du signal d'entrée $\pm E_{bm}/\sqrt{2}$. Sur la branche positive de l'axe des ordonnées leur correspondent les points F''' et D'''.

En utilisant les tronçons trouvés, on calcule l'amplitude du deuxième harmonique:

$$I_{c\,2m} \approx \frac{P_0'''B''' - P_0'''C'''}{C'''B''' + \sqrt{2}\,F'''D'''} \tag{2.149}$$

et l'amplitude du troisième harmonique:

$$I_{c\,3m} \approx \frac{C'''B''' - \sqrt{2}F'''D'''}{C'''B''' + \sqrt{2}F'''D'''} \tag{2.150}$$

D'après les amplitudes trouvées, on détermine de la formule (2.136) le taux de distorsion harmonique ν.

Le circuit d'entrée des transistors absorbe une puissance notable. Pour la déterminer de façon approchée on peut se servir de l'égalité:

$$P_{ent} = \frac{1}{2} U_{bm} I_{bm}. \tag{2.151}$$

Le gain en puissance de l'étage est

$$K_P = \frac{P_{ch}}{P_{ent}}. \tag{2.152}$$

Des montages simples d'amplification de puissance à transistors comme à tubes sont utilisés surtout dans les étages préfinaux ou les étages finaux de faible puissance.

Pour obtenir une puissance de sortie plus grande on utilise généralement des montages push-pull. La figure 2.50,*a* donne l'une des variantes possibles de ce montage. Les transistors sont montés à émetteur commun en vue d'obtenir un gain en puissance maximum.

La résistance fixe R et la résistance réglable R_e tracée en pointillé sont introduites dans le montage lorsqu'on veut éliminer les distorsions de la courbe de courant de sortie quand cette courbe passe par zéro (courbe en trait continu de la figure 2.50,*b*). L'apparition de cette sorte de distorsion est due à la présence d'un tronçon non linéaire au début de la caractéristique d'entrée du transistor (voir fig. 2.32,*b*). A l'aide de R_e et R on polarise la base pour obtenir le courant requis I_b. Avec la polarisation de base, le régime d'amplification du montage push-pull correspond à la classe intermédiaire AB. Le début de la caractéristique d'entrée dans cette classe n'est pas utilisé et la courbe du courant de sortie se rapproche d'une sinusoïde (courbe en pointillé sur la figure 2.50,*b*).

Dans le cas de commande par une source de courant sinusoïdal la courbe de courant d'entrée est exempte de distorsions et le circuit de polarisation n'est pas utilisé.

La classe AB ne différant de la classe B que par des détails, nous nous limiterons à l'analyse du fonctionnement d'un montage push-pull en classe B.

On peut trouver la chute de tension ΔU_{c1} dans le transistor en classe B en déduisant de la tension d'alimentation E_c, comme cela est fait graphiquement sur la figure 2.50,*c*, la chute de tension

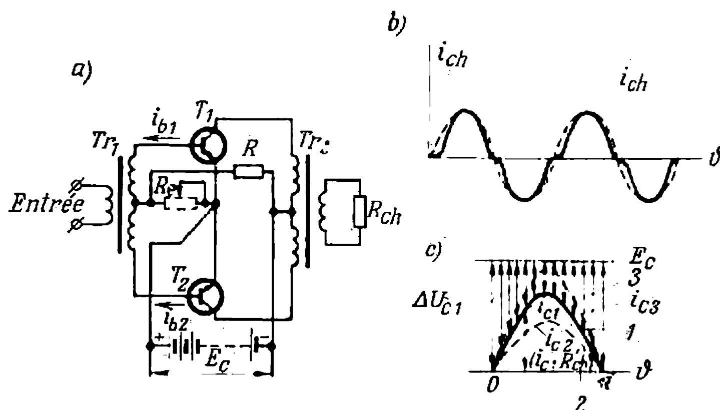


Fig. 2.50. Schéma d'un amplificateur de puissance push-pull à transistors (*a*), diagrammes du courant de sortie (*b*), du courant de collecteur et de la chute de tension dans les transistors (*c*)

$i_{c1}R'_{ch}$ dans la charge ramenée au primaire du transformateur. La courbe de tension répète (à une autre échelle) la courbe de courant de collecteur i_{c1} car elles sont liées par un facteur constant R'_{ch}.

Sur le diagramme de la figure 2.50,*c* sont portées trois courbes de courants de collecteur i_{c1}, i_{c2} et i_{c3} correspondant aux trois valeurs du courant d'entrée i_b: Les flèches montrent la variation dans le temps de la chute de tension dans le transistor durant une alternance.

La diminution de la valeur moyenne de la chute de tension ΔU_{c1} avec l'accroissement de l'amplitude du courant I_{cm} fait que la puissance dissipée dans le transistor passe par son maximum pour une valeur intermédiaire du courant d'amplitude I'_{cm}. La puissance dissipée alors dans les deux transistors est

$$P_{c(2)} = \frac{2}{\pi} E_c I'_{cm} - \frac{1}{2} I'^2_{cm} R'_{ch}. \qquad (2.153)$$

Le premier terme du deuxième membre de l'équation indique la puissance reçue par l'amplificateur de la source d'alimentation et le deuxième terme, la puissance transmise à la charge.

On trouve la valeur de l'amplitude de courant I'_{cm} pour laquelle la puissance dissipée dans les transistors est maximale en différentiant $P_{c(2)}$ par rapport à I_{cm} et en égalant la dérivée à zéro:

$$I'_{cm} = \frac{2}{\pi} \frac{E}{R'_{ch}} = \frac{2}{\pi} I_{cm}. \qquad (2.154)$$

Il résulte de la formule (2.154) que la puissance dissipée dans les transistors est maximale non pour le courant maximal admis d'amplitude I_{cm} mais pour une valeur plus faible I'_{cm} égale environ à 63 % de I_{cm}.

On trouve la valeur absolue de la puissance dissipée dans les transistors pour I'_{cm}, en introduisant dans la formule (2.153) la valeur $I_{cm} = I'_{cm}$ de (2.154):

$$P_{c(2)\,max} = 0,2 \frac{E_c^2}{R'_{ch}}. \qquad (2.155)$$

La puissance maximale dissipée dans les deux transistors ne devant pas dépasser la puissance correspondant à l'échauffement limite admissible des transistors $2P_{c\ adm}$, on trouve la valeur minimale de la résistance de charge $R'_{ch\ min\ adm}$ pour laquelle la puissance maximale dissipée dans les transistors ne dépasse pas en régime le plus défavorable la puissance admissible, en remplaçant dans la formule (2.155) $\Delta P_{c(2)max}$ par la valeur de $2P_{c\ adm}$:

$$R'_{ch\,min} = 0,1 \frac{E_c^2}{P_{c\ adm}}, \qquad (2.156)$$

où $P_{c\ adm}$ sont les pertes de puissance admissibles dans le transistor pour la température maximale possible du milieu ambiant.

A la puissance limite correspond l'hyperbole représentée en pointillé sur la figure 2.48,*b*.

Pour la valeur trouvée de $R'_{ch\ min}$, la puissance utile fournie à la charge à courant total est

$$P_{ch\,max} = 0,5 \frac{E_c^2}{R'_{ch\,min}}. \qquad (2.157)$$

Pour le courant I'_{cm} elle représente seulement $\left(\frac{2}{\pi}\right)^2 = 0,4P_{ch\ max}$.

Comme on le voit d'après les formules (2.155) et (2.157), la puissance utile à pleine charge est 2,5 fois supérieure à la puissance maximale dissipée dans les transistors en régime le plus défavorable de fonctionnement de l'étage qui correspond à une valeur intermédiaire du courant I'_{cm}.

Le rendement des étages push-pull d'amplification de puissance à pleine charge est égal au quotient de $P_{ch\ max}$ par la puissance $P_0 = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{E_c^2}{R'_{ch}}$ reçue de la source d'alimentation. En tenant compte

du rendement du transformateur η_{tr}, on obtient:

$$\eta = (0,65 \text{ à } 0,7)\,\eta_{tr}. \qquad (2.158)$$

On peut augmenter le rendement jusqu'à 0,9 et même 0,95 en alimentant les étages push-pull d'amplification de puissance en tension alternative sans utilisation d'un filtre de lissage. L'accroissement du rendement résulte alors de la diminution de la chute de tension dans les transistors. Pour toutes les valeurs instantanées du courant de collecteur cette chute de tension est déterminée par la différence des ordonnées positives de deux sinusoïdes voisines.

§ 2.10. Elargissement de la bande passante (correction des caractéristiques amplitude-fréquence) des amplificateurs

Lorsqu'il importe de reproduire à la sortie d'un amplificateur avec une précision assez élevée la courbe complexe du signal d'entrée, comme c'est le cas des amplificateurs de balayage d'oscillos-

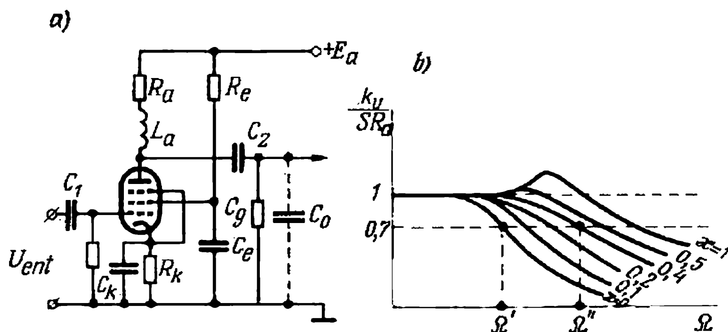


Fig. 2.51. Schéma (*a*) et courbes amplitude-fréquence (*b*) d'un étage amplificateur à tube comportant un circuit correcteur des fréquences élevées

copes (d'oscillographes), on y arrive en élargissant la bande passante de l'amplificateur à l'aide de circuits correcteurs complémentaires. Certains de ces circuits assurent le déplacement vers la droite de la limite supérieure de la bande passante (correction des hautes fréquences) tandis que d'autres déplacent vers la gauche la limite inférieure de la bande passante (correction des basses fréquences).

Le moyen le plus simple de réaliser la correction d'un étage amplificateur à tube aux fréquences élevées est d'introduire dans son circuit anodique une inductance L_a (fig. 2.51,*a*). L'effet d'une telle inductance se traduit par l'augmentation, avec l'accroissement de la fréquence, de l'impédance offerte par le circuit oscillant d'anode

dont l'une des branches est formée par R_a et L_a et l'autre par capacité du condensateur de sortie C_0. C'est cette augmentation (l'impédance du circuit anodique avec la fréquence qui fait croît le gain en fréquences supérieures de la gamme, en corrigeant baisse qui se manifeste dans un étage non corrigé.

La limite de compensation correspond à peu près à la fréquen de résonance ω_0 du circuit oscillant.

L'expression analytique du gain d'un étage corrigé se simplif lorsqu'on introduit le coefficient de correction:

$$\varkappa = \frac{L_a}{C_0 R_a^2} \quad (2.15$$

et la fréquence relative:

$$\Omega = R_a C_0 \omega. \quad (2.16$$

Pour un étage à pentode (qui a l'avantage de présenter une r sistance interne R_i plus grande et par conséquent un shuntage moi important du circuit oscillant qu'une triode) la valeur limite (gain en tension a pour expression:

$$K_{U\,\mathrm{sup}} = SR_a \sqrt{\frac{1+\varkappa^2\Omega^2}{\varkappa^2\Omega^4+(1-2\varkappa)\Omega^2+1}}. \quad (2.16$$

D'après cette égalité on a tracé (fig. 2.51,b), en portant en c données les valeurs relatives du gain en tension $\frac{K_{U\mathrm{sup}}}{SR_a}$, une famil de courbes de réponse en fréquence (portions de droite) pour diff rentes valeurs du coefficient de correction $\varkappa$ en fonction de la fr quence relative Ω.

On voit d'après l'allure de ces courbes que l'élargissement de bande passante (sans dépassement supérieur) est maximal po des valeurs de $\varkappa$ voisines de 0,4.

En tenant compte de la forme la plus favorable de la caractéri tique de phase (conservation d'une portion plate proche de l'a: des abscisses dans la bande passante) on choisit généralement coefficient de correction égal à 0,35.

Pour $\varkappa = 0{,}35$, on arrive à déplacer vers la droite la limite s périeure de la bande passante d'un amplificateur corrigé jusqu une fréquence égale à environ 1,5 fois la fréquence supérieure d'ı amplificateur non corrigé.

Connaissant les valeurs de C_0 et R_a on calcule d'après (2.15 la valeur de L_a pour laquelle la valeur trouvée de $\varkappa$ est atteint

Le moyen le plus simple de réaliser la correction des bass fréquences est d'introduire dans le circuit anodique une résistan pure complémentaire R (fig. 2.52) et de brancher un condensateur entre le point de connexion des résistances R et R_a et la mass

La correction des basses fréquences est assurée par le fait que lorsque la fréquence diminue la tension aux bornes du condensateur C augmente (étant donné l'accroissement de la réactance capacitive $\frac{1}{\omega C}$). On compense ainsi la diminution de tension aux bornes de R_g liée à l'accroissement de la réactance capacitive $\frac{1}{\omega C_c}$ du condensateur de couplage au fur et à mesure que la fréquence diminue.

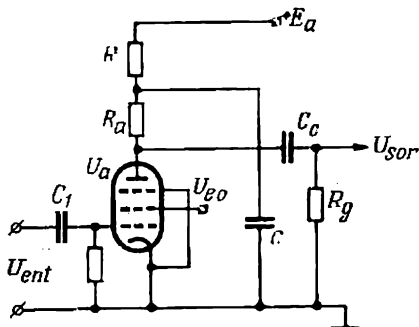


Fig. 2.52. Schéma d'un amplificateur à tube comportant un circuit correcteur des basses fréquences

Lorsqu'on choisit les mêmes constantes de temps pour les circuits RC et R_gC_c la fréquence inférieure de la gamme se déplace vers la gauche jusqu'à une fréquence qui est d'environ 7 fois plus basse que la fréquence inférieure d'un étage non corrigé. On ne doit pas oublier que l'accroissement de R est limité par le maximum admissible de la tension d'alimentation E_a pour créer dans le circuit anodique du tube le courant de repos requis. Ceci explique qu'on recourt assez rarement à une correction des basses fréquences dans les dispositifs d'électronique industrielle.

§ 2.11. Amplificateurs à contre-réaction. Filtres de découplage

Nous avons examiné les modes de réaction les plus simples lors de l'analyse des schémas de stabilisation thermique des amplificateurs à transistors. Nous examinerons ici les relations générales, valables pour des dispositifs à réaction, utilisées largement non seulement dans les amplificateurs mais encore dans d'autres genres de dispositifs électroniques.

L'effet d'une réaction, nous l'avons déjà dit, se ramène à une variation des grandeurs électriques d'entrée d'un étage amplificateur sous l'influence de sa grandeur de sortie. Selon la grandeur de sortie (tension ou courant) exerçant la réaction, on distingue:

1) une réaction en tension,
2) une réaction en courant.

Une réaction mixte est aussi possible.

Le circuit de polarisation automatique du schéma de la figure 2.31,*a* est un exemple de réaction en tension et celui du schéma de la figure 2.31,*b* un exemple de réaction en courant.

La réaction peut s'appliquer séparément aux composantes continue et alternative de courant et de tension ou au courant et à la tension totaux.

Lorsque la réaction en tension est réalisée par un circuit monté en série avec la source du signal d'entrée, la réaction est dite *réaction série* (fig. 2.53,*a*). Si elle est fournie par un circuit monté en parallèle avec la source du signal, elle est dite *réaction parallèle.*

L'introduction de la réaction peut affaiblir ou au contraire accroître le signal résultant U_s à l'entrée de l'amplificateur. La

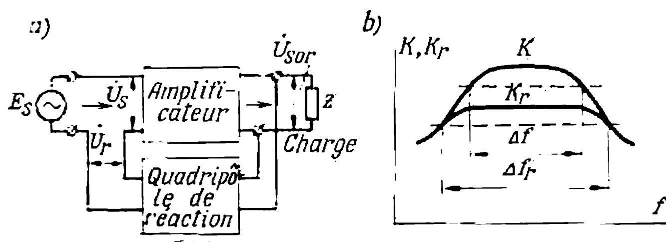


Fig. 2.53. Schéma fonctionnel d'un amplificateur à réaction série en tension (*a*) et caractéristiques amplitude-fréquence (*b*) en l'absence et en présence de réaction

réaction du premier type est appelée *réaction négative* ou *contre-réaction*, celle du second type est appelée *réaction positive* ou simplement *réaction.*

Dans les amplificateurs on utilise généralement la contre-réaction. Son rôle consiste: 1) à stabiliser le gain de l'amplificateur, c'est-à-dire le rendre moins sensible aux variations de la tension du secteur ainsi qu'aux modifications des éléments du montage; 2) à améliorer (avec une contre-réaction série en tension) la réponse en fréquence de l'étage (élargissement de la bande passante); 3) à permettre la variation requise des impédances d'entrée et de sortie de l'étage.

Dans l'analyse des relations générales il est commode de considérer les éléments de réaction comme ceux d'un circuit distinct — d'un quadripôle (fig. 2.53,*a*). La réaction série provoque l'apparition à l'entrée de l'amplificateur d'une tension résultante:

$$\dot{U}_s = \dot{E}_s + \dot{U}_r, \qquad (2.162)$$

où $\dot{U}_r$ est la tension introduite par le circuit de réaction à l'entrée de l'amplificateur.

L'équation (2.162) est écrite en notations complexes car les phases des tensions d'entrée et de sortie peuvent être différentes.

Dans un étage à réaction le rapport de la tension de sortie $\dot{U}_{sor}$ au signal $\dot{E}_s$ détermine le gain résultant $\dot{K}_r$. On peut l'expri-

mer en fonction du gain $\dot{K}$ en l'absence de réaction, en divisant par $\dot{U}_{sor}$ tous les termes de l'égalité (2.162):

$$\frac{\dot{U}_s}{\dot{U}_{sor}} = \frac{\dot{E}_s}{\dot{U}_{sor}} + \frac{\dot{U}_r}{\dot{U}_{sor}}. \tag{2.163}$$

Dans l'équation (2.163) le premier membre représente l'inverse de $\dot{K}$; le premier terme du deuxième membre l'inverse de $\dot{K}_r$ et le second terme le coefficient de transfert en tension du circuit de réaction. En désignant ce dernier par $\dot{\gamma}$ on peut écrire l'expression (2.163) sous la forme:

$$\frac{1}{\dot{K}} = \frac{1}{\dot{K}_r} + \dot{\gamma}, \tag{2.164}$$

d'où

$$\dot{K}_r = \frac{\dot{K}}{1 - \dot{\gamma}\dot{K}}. \tag{2.165}$$

C'est l'équation fondamentale de la théorie de la réaction. Elle lie le gain résultant $\dot{K}_r$ au gain $\dot{K}$ en l'absence de réaction. Le facteur $\dot{\gamma}\dot{K}$ est dit coefficient résultant de transfert (ou taux de réaction) du circuit ouvert. Dans le cas général, c'est une grandeur complexe qui dépend de la fréquence.

La technique d'amplification intéresse surtout les éléments de réaction pour lesquels $\dot{\gamma}\dot{K}$ est une grandeur réelle négative. C'est le type principal de contre-réaction.

Pour un taux $\dot{\gamma}\dot{K}$ négatif le gain résultant est

$$K_r = \frac{K}{1-(-\gamma K)} = \frac{K}{1+\gamma K}. \tag{2.166}$$

De la diminution du gain résultant de $(1 + \gamma K)$ fois par rapport au gain initial K résulte l'accroissement de la stabilité du régime d'amplification. En effet, si pour une raison quelconque la valeur de K varie de a fois, la valeur de K_r ne variera que de $\frac{aK}{1+\gamma aK}$ fois. Si la valeur de γK a été choisie suffisamment grande pour que l'on puisse négliger l'unité au dénominateur de (2.166), cas d'une réaction profonde, on a:

$$K_r \approx \frac{K}{K\gamma} = \frac{1}{\gamma}. \tag{2.167}$$

L'équation (2.167) montre que dans le cas d'une réaction profonde le gain résultant ne dépend pas du gain initial, donc de tous

les facteurs internes qui influent sur le régime d'amplification. Les calculatrices électroniques utilisent généralement des amplificateurs qui assurent une stabilité maximale d'amplification.

L'amélioration de la réponse en fréquence d'un amplificateur est illustrée par les caractéristiques de la figure 2.53,*b*. L'élargissement du palier de la courbe est obtenu grâce au fait que dans les bandes de fréquence latérales l'effet de la réaction négative est plus faible que dans la bande centrale parce que le gain K y est plus petit et, en plus, le déphasage qui apparaît entre le signal d'entrée et celui de sortie contribue également à l'accroissement du signal d'entrée de l'amplificateur.

L'amélioration de la réponse en fréquence à l'aide d'un circuit de contre-réaction entraîne en même temps une diminution du gain résultant dans la gamme de fréquences intermédiaires. Aussi, pour conserver la tension de sortie au niveau précédent doit-on augmenter de façon correspondante l'amplitude du signal d'entrée ou augmenter le nombre d'étages dans le cas d'un amplificateur à plusieurs étages.

En introduisant dans le circuit de réaction une impédance avec laquelle le coefficient de transfert en tension du circuit de réaction augmente avec la fréquence, on peut affaiblir les harmoniques supérieurs dans la courbe de tension de sortie. Avec un signal d'entrée non sinusoïdal on améliore ainsi la forme de la courbe de courant de sortie ou de tension de sortie en la rapprochant d'une sinusoïde.

En embrassant par un circuit de réaction plusieurs étages, on peut réduire les distorsions harmoniques à la sortie de la chaîne ainsi que l'action des parasites induits qui apparaissent à l'intérieur de la chaîne d'amplification.

Pour compenser la diminution du signal utile qui se produit simultanément avec l'affaiblissement des parasites, on introduit parfois dans l'amplificateur des étages complémentaires qui ne sont pas contrôlés par le circuit de réaction.

La réaction série augmente l'impédance d'entrée de l'amplificateur conformément à l'égalité :

$$Z_{\text{ent. r}} = Z_{\text{ent}} (1 - \dot{\gamma}\dot{K}). \qquad (2.168)$$

Pour une réaction négative réelle, l'expression (2.168) s'écrit comme suit :

$$Z_{\text{ent. r}} = Z_{\text{ent}} (1 + \dot{\gamma}K). \qquad (2.169)$$

L'impédance de sortie de l'étage à contre-réaction en tension diminue conformément à l'égatité :

$$Z_{\text{sor. r}} = \frac{Z_{\text{sor}}}{1 + \dot{\gamma}K}. \qquad (2.170)$$

Une réaction positive peut apparaître dans un amplificateur à cause des couplages électriques intérieurs ou extérieurs. De tels couplages sont appelés *couplages parasites*. Les couplages parasites peuvent s'établir : a) à travers les circuits d'alimentation communs des étages amplificateurs (couplage galvanique, ou conductif), b) à travers les éléments inductifs ou capacitifs qui lient les circuits de sortie et d'entrée (couplage parasite inductif ou capacitif).

Les couplages positifs qui augmentent le gain résultant K_r peuvent être tellement importants que des oscillations mêmes insignifiantes à l'entrée de l'amplificateur, et notamment les fluctuations (bruits de fond) qui ont lieu dans tous les éléments électriques, amplifiées, peuvent apparaître à la sortie. L'apparition de telles oscillations, qui est la principale perturbation que connaisse le régime d'amplification, signifie le passage de l'amplificateur en régime d'oscillations.

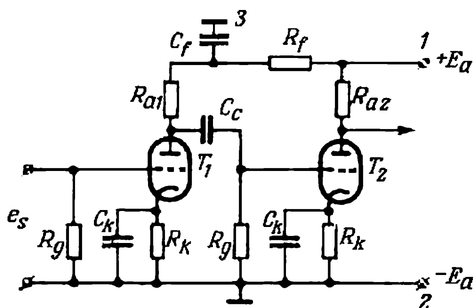


Fig. 2.54. Schéma d'un amplificateur de tension à deux étages avec filtre de découplage $R_f C_f$

Pour prévenir l'apparition d'oscillations par suite d'un couplage positif parasite, on utilise souvent, dans le cas d'alimentation des étages de l'amplificateur par une source commune, des filtres de découplage que l'on branche en amont des étages de préamplification.

La figure 2.54 montre l'utilisation d'un tel filtre dans un amplificateur à tubes. Le tube T_1 équipe l'étage de préamplification de faible puissance, le tube T_2 l'étage de puissance. Pour que les variations de tension provoquées par les variations de courant dans l'étage de puissance n'influent pas sur le régime de fonctionnement de l'étage de faible puissance, on insère dans le circuit d'alimentation de celui-là un filtre de découplage comprenant une résistance ohmique R_f placée en série et une capacité C_f qu'on branche en parallèle sur le circuit anodique. Lorsque le négatif de la source d'alimentation est mis à la masse la sortie respective du condensateur est également mise à la masse.

Dans le montage considéré le condensateur C_f shunte le circuit anodique du préamplificateur en laissant passer la plus grande partie de la composante alternative du courant. La tension aux bornes du préamplificateur ne comporte presque pas de composante alternative, ce qui prévient le passage en régime d'oscillations.

§ 2.12. Amplificateurs sélectifs à bande étroite

Dans de nombreux dispositifs, à côté d'amplificateurs qui doivent fonctionner dans une gamme de fréquences aussi large que possible, on a besoin d'amplificateurs dont le gain soit important dans une gamme de fréquences relativement étroite et minimal hors de cette gamme. De tels amplificateurs appelés amplificateurs à bande étroite, ou sélectifs, sont largement utilisés dans les récepteurs radio ainsi que dans certains dispositifs de mesure de l'électronique industrielle.

Dans les récepteurs radio les amplificateurs sélectifs permettent d'accorder l'appareil sur la gamme de fréquences de l'émetteur

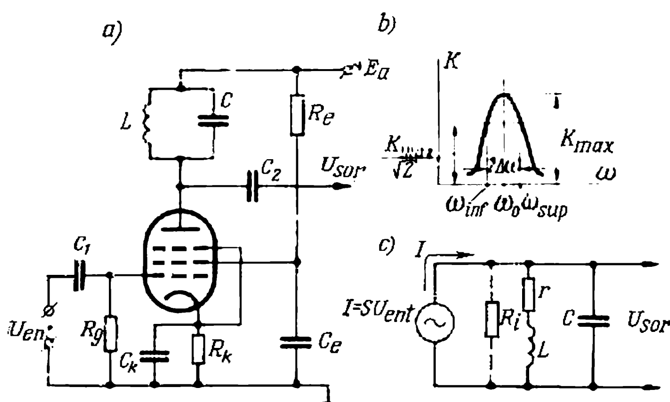


Fig. 2.55. Amplificateur à résonance à bande étroite:
a—schéma de principe; *b*—caractéristique amplitude-fréquence; *c*—schéma équivalent

à recevoir en supprimant les signaux provenant d'autres postes émetteurs.

Dans les dispositifs de mesure utilisés dans l'électronique industrielle les amplificateurs à bande étroite laissent passer par la chaîne d'amplification le signal utile, de fréquence déterminée, et limitent le passage d'oscillations d'autres fréquences et de parasites.

Lorsque la bande de fréquences à amplifier se trouve dans la gamme de hautes fréquences (plusieurs centaines de kHz et au-delà), les amplificateurs sélectifs à tubes sont généralement réalisés avec un circuit résonnant parallèle monté comme résistance de charge dans le circuit anodique du tube (fig. 2.55,*a*). Le couplage avec l'étage suivant est réalisé par un condensateur (C_2 dans le schéma indiqué) ou par un transformateur. Dans le couplage par transformateur l'inductance du circuit oscillant est constituée par l'enroulement primaire du transformateur de couplage.

A la fréquence de résonance l'action du circuit oscillant utilisé comme résistance de charge est évaluée par une résistance équivalente

$$R_e = \frac{(\omega_0 L)^2}{r} = \frac{L}{rC}, \tag{2.171}$$

où

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \tag{2.172}$$

est la pulsation de résonance d'un circuit idéal (circuit sans pertes) et r la résistance interne du circuit déterminée par les pertes de puissance totales dans ce dernier.

Plus la fréquence s'écarte de sa valeur de résonance, plus le gain de l'étage diminue (fig. 2.55,*b*) par suite de la diminution de l'impédance du circuit oscillant. Cette diminution est fonction du facteur de qualité du circuit oscillant Q caractérisé par la relation

$$Q = \frac{\omega_0 L}{r} = \frac{1}{r}\sqrt{\frac{L}{C}}. \tag{2.173}$$

Le facteur de qualité d'un circuit oscillant est d'autant plus élevé que les pertes de puissance sont plus faibles (généralement, on choisit un circuit oscillant à facteur de qualité Q compris entre 200 et 400).

La bande passante $2\Delta\omega$ de l'étage définie par la différence des fréquences, pour lesquelles le gain de l'étage est $\sqrt{2}$ fois inférieur à sa valeur maximale, dépend également de la résistance interne du tube R_i. Dans le schéma équivalent de l'étage amplificateur (fig. 2.55,*c*) cette résistance est représentée par la branche R_i montée en parallèle avec le circuit résonnant. Plus la valeur de R_i est grande, plus son influence sur la courbe de réponse en fréquence du circuit oscillant est faible. Pour cette raison, les amplificateurs à tubes à circuit résonnant sont équipés généralement de pentodes.

Selon l'expression (2.36), en remplaçant la résistance R_a par l'impédance résultante Z du circuit, on obtient le gain de l'étage:

$$K_U = SZ = S\frac{(r + j\omega L_a)\frac{1}{j\omega C}}{r + j\omega L_a + \frac{1}{j\omega C}}. \tag{2.174}$$

En introduisant dans cette expression le facteur de qualité du circuit oscillant Q tiré de (2.173) et sa résistance équivalente R_e tirée de (2.171) et en tenant compte de ce que $\omega - \omega_0 = \Delta\omega$ et $r \ll \omega L$, on obtient:

$$K_U = \frac{SR_e}{1 + jQ\frac{2\Delta\omega}{\omega_0}}. \tag{2.175}$$

Pour la fréquence de résonance où $\Delta\omega = 0$ le gain est maximal:

$$K_{U\,\max} = SR_e. \tag{2.176}$$

On trouve les fréquences limites correspondant au gain $K_U = \frac{K_{U\,\max}}{\sqrt{2}} = 0{,}707 K_{U\,\max}$ en égalant à l'unité le second terme du dénominateur de (2.175). Etant donné le double signe de $\Delta\omega$, on a:

$$\omega_{\text{inf}} = \omega_0 \left(1 - \frac{1}{2Q}\right), \tag{2.177}$$

$$\omega_{\text{sup}} = \omega_0 \left(1 + \frac{1}{2Q}\right). \tag{2.178}$$

Il résulte des formules (2.177) et (2.178) que la largeur de la bande passante est liée au facteur de qualité du circuit oscillant par l'expression:

$$2\Delta\omega = \omega_{\text{sup}} - \omega_{\text{inf}} = \frac{\omega_0}{Q}. \tag{2.179}$$

Quand on connaît la caractéristique amplitude-fréquence de l'amplificateur, on peut trouver le facteur de qualité du circuit oscillant d'après la formule (2.179).

Dans la gamme de basses fréquences (quelques dizaines, centaines et milliers de hertz) il n'est pas avantageux de construire un amplificateur sélectif à circuit résonnant vu les grandes dimensions et le coût élevé des éléments réactifs.

Dans cette gamme de fréquences les amplificateurs sélectifs sont généralement construits à contre-réaction, ce qui assure une caractéristique amplitude-fréquence à montée brusque et à pente rapide qui rappelle par sa forme la courbe de résonance. On utilise souvent, en qualité de circuit de réaction un T ponté (schéma encadré d'un rectangle en pointillé sur la figure 2.56,*a*). La courbe de la figure 2.56,*b* en caractérise la bande passante. Pour la fréquence f_0 appelée fréquence de quasi-résonance (qui dépend des paramètres des éléments du T ponté) le coefficient de transfert en tension γ est proche de zéro. Quand la fréquence f s'écarte dans un ou l'autre sens de la fréquence de quasi-résonance f_0, le coefficient de transfert en tension du T ponté croît rapidement.

Lorsqu'on adopte un T ponté comme élément de contre-réaction, son influence ne se manifeste pas à la fréquence de quasi-résonance f_0 (parce que $\gamma = 0$), mais plus la fréquence s'écarte de f_0, plus rapidement la réaction négative augmente. Il en résulte que la caractéristique amplitude-fréquence de l'amplificateur considéré a la forme de la courbe de résonance indiquée sur la figure 2.56,*c*.

Pour évaluer la largeur de la bande passante de tels amplificateurs on utilise souvent le facteur de qualité Q défini par l'expression (2.179).

La sortie du circuit de réaction dans le schéma de la figure 2.56,*a* est connectée à l'entrée du transistor T_2, lequel forme avec le transistor T_1 un amplificateur composite à résistance d'émetteur commune R_e (étage à couplage par émetteur). On utilise un tel montage (comme le montage à couplage cathodique des amplificateurs à tubes) pour obtenir à la sortie de l'amplificateur une tension proportionnelle à la différence des tensions d'entrée appliquées aux

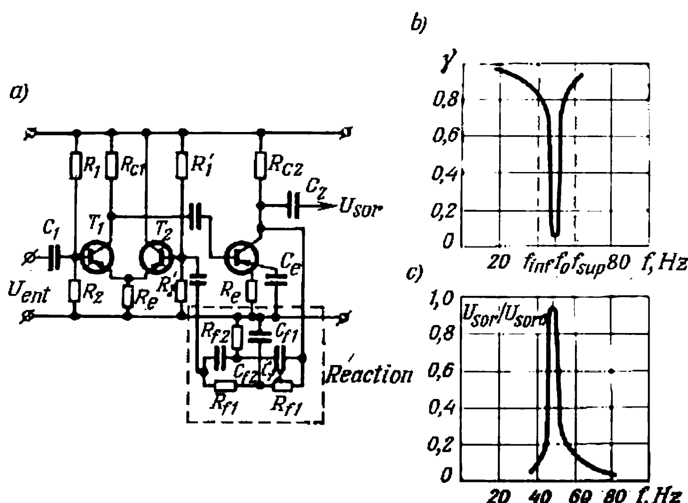


Fig. 2.56. Amplificateur à bande étroite avec un quadripôle de réaction à *RC* : *a*—schéma de principe ; *b*, *c*—caractéristiques de réponse en fréquence

entrées différentes. Dans le schéma considéré, le circuit de réaction est connecté par un amplificateur à collecteur commun (à transistor T_2) qui possède une grande impédance d'entrée. Dans ce cas également la montée et la pente rapides de la caractéristique amplitude-fréquence du T ponté utilisé comme filtre sont ce qui assure la haute sélectivité de l'étage amplificateur.

§ 2.13. Amplificateurs à courant continu

a) Particularités caractéristiques

La particularité principale des amplificateurs de grandeurs à lente variation, dits amplificateurs à courant continu, est le couplage direct (conductif) entre les étages en l'absence d'éléments réactifs (capacités et inductances). Avec un tel couplage des étages, l'amplificateur laisse passer et amplifie non seulement le signal alternatif utile mais aussi les fluctuations dues à l'instabilité des

sources d'alimentation, aux variations des paramètres électriques du montage ainsi qu'aux parasites d'origine extérieure. Les fluctuations qui comportent souvent une composante continue provoquent une variation complémentaire dans le temps des valeurs instantanées de la tension et du courant de sortie. De telles fluctuations apparaissent tant en présence du signal utile qu'en son absence. Elles caractérisent la dérive dans le temps de l'amplificateur.

Dans les amplificateurs à transistors, à cette dérive dans le temps s'ajoute une instabilité de la tension de sortie due aux variations de la température du milieu ambiant (ou dérive thermique). La valeur de la dérive résultante est évaluée d'après la variation de la tension de sortie dans un intervalle de temps déterminé en l'absence de signal d'entrée ou lorsque celui-ci ne varie pas.

Pour comparer la valeur de la dérive au signal d'entrée utile on rapporte souvent la tension de dérive à la tension d'entrée de l'amplificateur, en divisant la tension de dérive par le gain.

La dérive minimale d est un indice important de la qualité d'un amplificateur à courant continu. Dans les amplificateurs à transistors la dérive est due principalement aux variations de température et, pour cette raison, les amplificateurs à tubes et les amplificateurs à transistors seront analysés séparément.

b) *Amplificateurs à tubes*

Le couplage direct des étages dans les amplificateurs à courant continu tient en premier lieu à la nécessité d'adapter les potentiels de sortie d'un étage au potentiel d'entrée de l'étage suivant. Dans les amplificateurs à tubes on y parvient : 1) en diminuant à l'aide d'un potentiomètre (d'un diviseur de tension) le potentiel du point de connexion du circuit anodique d'un étage avec le circuit de grille de l'étage suivant (fig. 2.57,*a*) ou 2) en élevant le potentiel de cathode de l'étage suivant par rapport à l'étage précédent (fig. 2.57,*b*).

Pour un amplificateur à tubes à deux étages à couplage par résistances le gain résultant est :

$$K_U = K_{U1} K_{U2} \gamma, \tag{2.180}$$

où $\gamma = \frac{R_2}{R_1 + R_2}$ est le coefficient de transfert de tension du diviseur;

K_{U1} et K_{U2} respectivement les gains en tension du premier et du second étage.

La résistance réglable de polarisation automatique R_{k1} insérée dans le circuit de cathode du tube T_1 du premier étage afin d'établir le régime optimal de repos diminue le gain en tension K_U en raison de la contre-réaction introduite. Conformément à la formule (2.34a),

ce gain a pour valeur:

$$K_{U1}=\frac{\mu R_{a1}}{R_{i1}+R_{a1}+R_{k1}(\mu_1+1)}. \qquad (2.181)$$

Le gain en tension du second étage est déterminé directement d'après la formule (2.34).

L'accroissement du potentiel de cathode dans le second cas (fig. 2.57,*b*) s'obtient par la chute de tension dans la résistance de cathode R_{k2} occasionnée par les courants continus passant par les tubes T_2 et T_3. Le tube T_3 est monté à entrée par cathode, sa grille

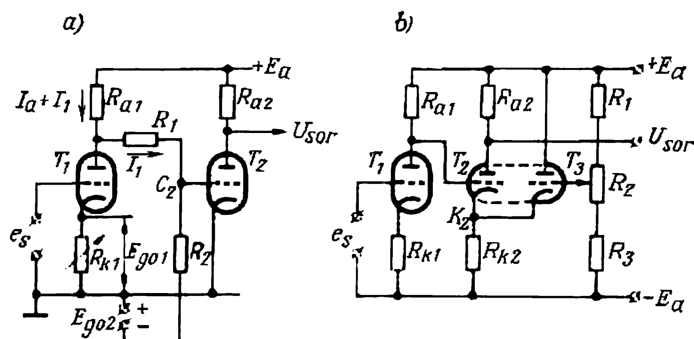


Fig. 2.57. Schémas des amplificateurs à courant continu à tubes:
a—à couplage potentiométrique; *b*—à étage à couplage cathodique

étant mise à la masse par le diviseur de tension (étage à grille à la masse). La résistance de cathode R_{k2} est dans ce cas commune aux tubes T_2 et T_3 qui forment un amplificateur composite dit amplificateur à couplage cathodique. On trouve d'après la formule (2.34a) le gain de cet amplificateur dont la résistance de charge R_{k2} et la résistance d'entrée de l'étage à grille à la masse branchées en parallèle forment la résistance résultante $R_{rés}$. La résistance d'entrée de l'étage à grille à la masse est égale à la résistance de sortie d'un étage à cathode asservie $\frac{R_{i3}}{\mu+1}$.

Lorsque $R_{i2}=R_{i3}$

$$R_{rés}=\frac{R_{k2}\frac{R_{i2}}{1+\mu}}{R_{k2}+\frac{R_{i2}}{1+\mu}}=\frac{R_{k2}R_{i2}}{R_{k2}(\mu+1)+R_{i2}}. \qquad (2.182)$$

En introduisant $R_{rés}$ dans la formule (2.34a) et en négligeant au dénominateur R_{i2} par rapport à $R_{k2}(\mu+1)$, on obtient le gain

de l'amplificateur à couplage cathodique:

$$K_{U2}=\frac{\mu R_{a2}}{R_2+R_{i2}+(\mu+1)\frac{R_{k2}R_{i2}}{R_{k2}(\mu+1)}}=\frac{\mu R_{a2}}{R_2+2R_{i2}}. \qquad (2.183)$$

Pour un amplificateur à deux étages le gain résultant est

$$K_U=K_{U1}K_{U2}=\frac{\mu_1 R_{a1}}{R_{i1}+R_{a1}+R_{k1}(\mu_1+1)}\cdot\frac{\mu R_{a2}}{2R_{i2}+R_{a2}}. \qquad (2.184)$$

Dans les montages indiqués la dérive est grande. Rapportée à l'entrée de l'amplificateur elle atteint plusieurs dizaines de milli-

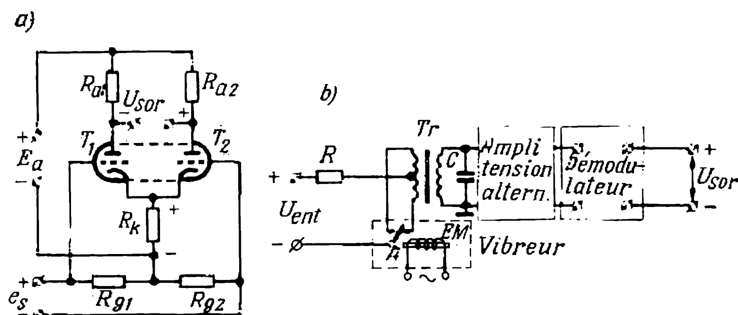


Fig. 2.58. Schéma des amplificateurs à courant continu à tubes: *a*—symétrique; *b*—à découpage

volts par 24 heures. Pour rétablir le régime initial (éliminer la dérive), on a prévu une résistance R_{k1} dans le premier montage et R_2 dans le second (fig. 2.57).

Les montages différentiels des amplificateurs à courant continu dont la figure 2.58,*a* donne l'une des principales variantes ont une dérive moindre. Les tubes y sont montés en parallèle et leurs circuits cathodiques comportent une résistance commune R_k. Le signal d'entrée e_s y est réparti entre les résistances d'entrée R_{g1} et R_{g2}. Le signal dans le circuit de grille d'un tube s'ajoute à la tension de polarisation E_{g0} qui apparaît dans la résistance de cathode R_k et le signal dans le circuit de grille de l'autre tube se soustrait de la tension de polarisation. Il en résulte qu'à l'apparition du signal d'entrée le courant dans un tube diminue quand dans l'autre il augmente de la même valeur. La tension de sortie U_{sor} est alors égale à la différence des potentiels d'anode. Lorsque les circuits anodiques sont symétriques la tension de sortie U_{sor} est double de la variation du potentiel d'anode de chaque tube. Etant donné

que le signal d'entrée se répartit entre les résistances R_{g1} et R_{g2} égales, le gain d'un amplificateur différentiel est identique à celui d'un amplificateur simple à un étage sans réaction [cf. formule (2.34)]. Il faut noter que le gain d'un amplificateur différentiel ne varie pas lorsque le signal d'entrée est appliqué seulement à l'une des entrées et que la grille du second tube est reliée directement à la résistance commune de cathode R_k. La tension de commande dans le circuit de grille du second tube résulte de la variation de la chute de tension dans la résistance R_k sous l'effet du signal d'entrée.

La dérive d'un amplificateur différentiel est moindre car les fluctuations de la tension d'alimentation et de la tension de chauffage n'influent presque pas sur la tension de sortie, étant donné que les potentiels d'anode des tubes varient toujours dans le même sens.

Rapportée à l'entrée, la valeur numérique de la dérive d'un amplificateur différentiel ne dépasse pas quelques millivolts par 24 heures de fonctionnement.

On obtient une diminution encore plus importante de la dérive dans les amplificateurs à courant continu dits à découpage (fig. 2.58,*b*). Le courant continu y est préalablement transformé en courant alternatif à l'aide d'un découpeur à vibreur électromécanique ou de quelque autre convertisseur. Le courant alternatif est amplifié par un amplificateur à couplage par capacité ou par transformateur.

Le principe de fonctionnement du vibreur est le suivant : l'armature *A* d'un électro-aimant *EM* excité par courant alternatif vibre entre les pôles d'un aimant permanent. La fréquence de vibrations correspond à la fréquence du courant alternatif alimentant l'électro-aimant. La tension continue est appliquée entre l'armature du vibreur et le point milieu de l'enroulement primaire du transformateur *Tr*. Lorsque l'armature passe d'une position extrême à l'autre, un contact se ferme et l'autre s'ouvre. Le sens du courant dans le primaire du transformateur d'entrée change alors. Cela engendre dans le secondaire de ce transformateur des oscillations de courant de forme rectangulaire. Le condensateur *C* qui shunte le secondaire du transformateur prévient les étincelles aux contacts du vibreur.

Après amplification, la tension alternative est de nouveau transformée en tension continue à l'aide d'un démodulateur (ou détecteur) de phase dont les fonctions peuvent être remplies également par un vibreur.

Dans les circuits d'entrée et de sortie du découpeur la tension a une variation linéaire et le gain de l'amplificateur de tension alternative est constant. La tension résultante obtenue à la sortie de l'amplificateur est donc proportionnelle au signal d'entrée.

Pour réduire au minimum la distorsion des signaux amplifiés, la fréquence de commutation *f* du découpeur à vibreur doit être

de beaucoup supérieure à la fréquence du signal d'entrée. Le vibreur fonctionne en régime d'oscillations forcées.

La fréquence de découpage étant limitée à 200-400 Hz au maximum par l'inertie du système mécanique et l'usure des contacts, les découpeurs à vibreurs font place, depuis quelques années, aux découpeurs (modulateurs) à transistors qui transforment le courant continu en courant alternatif, et aux démodulateurs qui transforment le courant alternatif en courant continu. Nous examinerons l'organisation et le principe de fonctionnement des modulateurs et des démodulateurs lors de l'analyse des amplificateurs à transistors à découpage.

c) *Amplificateurs à transistors*

Dans les amplificateurs à courant continu à transistors, outre l'adaptation des potentiels et la diminution de la dérive dans le temps, il faut assurer la diminution de la dérive thermique. Cette

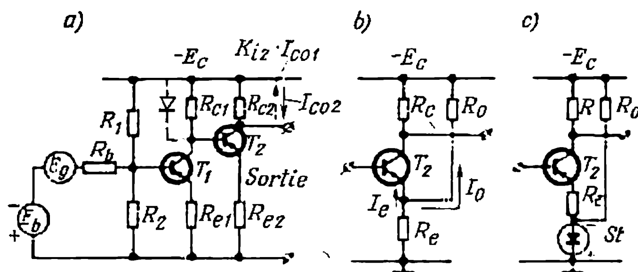


Fig. 2.59. Schémas des amplificateurs à courant continu à transistors: *a*—à couplage direct; *b*—avec l'accroissement du potentiel de l'émetteur à l'aide d'une résistance d'émetteur; *c*—avec l'accroissement du potentiel de l'émetteur à l'aide d'une diode Zener

dernière, nous l'avons indiqué, est due aux variations du courant thermique et des coefficients de transfert en courant et en tension à la jonction émetteur-base engendrées par les variations de la température du milieu.

L'adaptation des potentiels dans les amplificateurs à courant continu à transistors est assurée par liaison directe des étages (fig. 2.59,*a*) en diminuant à cette fin la résistance de collecteur d'un étage à l'autre et en augmentant les résistances d'émetteur.

Le couplage par résistances n'est pas utilisé car les résistances de faible valeur shuntent à ce point l'entrée de l'étage suivant que le gain résultant diminue considérablement. L'adaptation des potentiels par un choix convenable des résistances R_c et R_e n'est pas possible non plus car avec l'accroissement de R_e la profondeur

de réaction en courant augmente, ce qui provoque également une forte diminution du gain.

Le plus rationnel est de réaliser une adaptation telle que l'élévation du potentiel à l'émetteur de l'étage suivant soit assurée par le passage dans sa résistance d'émetteur d'un courant auxiliaire provenant d'un circuit complémentaire qui comporte une résistance ballast R_0 (fig. 2.59,*b*) ou par l'introduction dans le circuit d'émetteur d'une diode Zener (stabilisatrice de tension) *St* (fig. 2.59,*c*). La diode Zener est branchée par l'intermédiaire de la résistance ballast R_0 et maintient le courant minimal requis.

On obtient le courant de polarisation requis dans le premier étage (fig. 2.59,*a*) à l'aide d'un diviseur de tension dont le facteur de division est choisi compte tenu de la résistance d'émetteur R_{e1} calculée à partir de la condition de stabilisation thermique.

La source de tension de compensation E_b est introduite dans le circuit d'entrée du premier étage pour éliminer la composante continue du courant dans le capteur.

L'introduction de résistances d'émetteur est l'une des méthodes les plus employées pour la stabilisation thermique. Plus la résistance résultante dans le circuit de base est faible et la résistance R_e forte, moins la dérive thermique influe sur le régime d'amplification car la jonction émetteur-base participe moins à l'accroissement de la composante thermique du courant de collecteur.

La diminution de la dérive thermique peut être obtenue par un choix approprié du montage des transistors dans les étages réunis. Le meilleur branchement est celui qui donne au courant thermique propre I_{c2} du circuit de collecteur du transistor d'un étage un sens opposé à celui du courant thermique $K_{I2}I_{c01}$ de l'étage précédent, amplifié par l'étage considéré. On y arrive avec un montage à émetteur commun des transistors des deux étages. Les flèches en trait continu et en pointillé indiquent le sens des courants thermiques dans ce montage. Le courant thermique résultant est alors égal à la différence des courants $K_{I2}I_{c01}$ et I_{c02}.

On peut diminuer dans une plus grande mesure la dérive thermique en utilisant un dispositif spécial de compensation thermique. Il consiste en un élément thermosensible introduit dans l'étage et dont la variation de la résistance avec la température provoque une variation du courant de collecteur de sens opposé à la variation du courant thermique dans le même circuit du transistor. Les fonctions de thermo-élément de compensation peuvent être remplies par une diode semi-conductrice montée en sens inverse (sur le schéma de la figure 2.59,*a* elle est indiquée en pointillé). Quand la température ambiante augmente la résistance inverse de la diode diminue, ce qui provoque un accroissement de la portion du courant de collecteur du transistor T_1 qui passe par la diode. Le courant entrant dans

la base du transistor T_2 diminue ce qui contribue à la compensation de la dérive thermique. Comme élément de compensation on peut utiliser aussi une résistance semi-conductrice à coefficient de température négatif, ou thermistance (cf. § 4.7).

La compensation par une résistance variable avec la température permet d'obtenir une dérive minimale mais présente l'inconvénient de nécessiter un choix individuel de l'élément de compensation thermique. Cela rend difficile le remplacement des éléments défectueux.

L'utilisation de montages différentiels ou symétriques à transistors (fig. 2.60) permet de diminuer plus efficacement aussi bien la dérive thermique que la dérive dans le temps. La dérive qui prend naissance dans les branches d'amplification n'influe pas sur la grandeur de sortie de l'amplificateur tant que la valeur de la dérive est la même dans les deux branches.

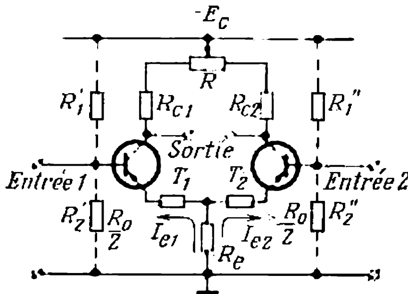


Fig. 2.60. Montage symétrique d'un amplificateur à courant continu à transistors

Lorsqu'il y a dérive asymétrique dans les branches d'amplification par suite de variations inégales des courants thermiques dans les transistors, de l'exécution non identique des circuits ou de répartition inégale des signaux entre les entrées, une dérive différentielle apparaît dans le circuit de sortie de l'étage. Pour obtenir une dérive minimale on choisit donc minutieusement les transistors selon les courants thermiques, leur variation en fonction de la température ainsi que leurs coefficients de transfert en courant β.

Pour ajuster l'équilibre des branches des amplificateurs symétriques à transistors on emploie généralement une résistance de réglage R.

Dans le schéma indiqué de l'étage symétrique, outre la résistance commune R, on trouve encore deux résistances d'équilibrage $\frac{R_0}{2}$, lesquelles ont pour rôle de prévenir le blocage de l'un des transistors lorsque le signal d'entrée est réparti entre les transistors de façon inégale par suite de leurs résistances d'entrée inégales. Les valeurs de ces résistances d'équilibrage $\frac{R_0}{2}$ pour lesquelles le blocage éventuel des transistors est empêché satisfont à la relation:

$$\frac{R_0}{2} = \frac{\Delta U_b}{I_e}, \tag{2.185}$$

où ΔU_b est la différence maximale possible de tensions de base et d'émetteur lors de la variation du courant de base;
I_e le courant d'émetteur.

Pour des valeurs éventuelles de $\Delta U_b = 0{,}5$ V et $I_e = 5$ mA, la résistance R_0 doit être d'environ 200 ohms.

Le gain en tension d'un étage symétrique est le même que celui d'un étage simple à courant continu:

$$K_U \approx \frac{R_c}{R_e}. \tag{2.186}$$

D'après cette formule et les exigences vis-à-vis de R_e découlant de la condition de stabilité thermique on choisit les valeurs des résistances faisant partie de l'étage symétrique.

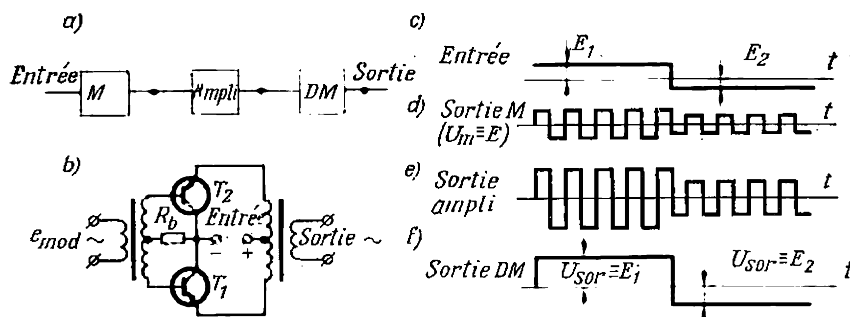


Fig. 2.61. Amplificateur à courant continu à transistors, à découpage: *a*—schéma fonctionnel; *b*—schéma du modulateur; *c*, *d*, *e*, *f*—diagrammes de tension de différents éléments

Dans les amplificateurs à courant continu à transistors une diminution maximale de la dérive peut être obtenue, comme dans les amplificateurs à tubes, par utilisation de montages à découpage.

Le schéma fonctionnel d'un amplificateur à découpage à transistors est représenté par la figure 2.61,*a*. Dans le principe il est identique à celui d'un amplificateur à découpage à tubes (fig. 2.58,*b*). Comme découpeur transformant le courant continu en courant alternatif on utilise généralement un modulateur *M* à transistors et comme détecteur, un démodulateur *DM* à transistors.

La figure 2.61,*b* donne le schéma d'un modulateur à transistors montés à collecteur commun. La tension continue est appliquée entre le point de connexion des collecteurs et le point milieu de l'enroulement primaire du transformateur de sortie. La tension alternative de sortie est prélevée aux bornes du secondaire de ce transformateur. La tension modulatrice qui commande la fréquence de découpage est appliquée par l'intermédiaire d'un transformateur

à prise médiane zéro aux bases des transistors et, par la résistance commune de base R_b, au point de connexion des collecteurs.

Sous l'effet de la tension modulatrice, les transistors alternativement se débloquent et laissent passer le courant. La fréquence de la tension alternative de sortie est alors égale à la fréquence de la tension modulatrice.

Le démodulateur retransforme ensuite le signal alternatif amplifié en un signal continu.

Le schéma d'un démodulateur à transistors est identique à celui d'un modulateur dont les bornes de sortie rempliraient les fonctions de bornes d'entrée du démodulateur. La tension continue du démodulateur est prélevée aux bornes qui dans un modulateur jouent le rôle de bornes d'entrée.

Les diagrammes de tension de la figure 2.61 illustrent le régime de fonctionnement de différents organes d'un amplificateur à découpage. Le diagramme *c* donne la variation du signal d'entrée à courant continu. A un certain instant, ce signal varie non seulement en valeur absolue mais aussi en sens. Les diagrammes *d* et *e* montrent la variation dans le temps du signal modulé avant et après son amplification. Le diagramme *f* illustre la variation dans le temps de la tension continue amplifiée.

§ 2.14. Amplificateurs d'impulsions et commutateurs électroniques

La technique des impulsions a pris dans l'électronique moderne un grand développement. Nombre de réalisations de la technique de calculs, de l'automatique et de la technique de mesures sont fondées sur la transmission des informations par impulsions. On différencie les systèmes impulsionnels d'après leur destination, la forme des impulsions transmises, la fréquence de répétition, ainsi que la durée des intervalles d'impulsions.

La fréquence avec laquelle se répètent les impulsions dépend des fonctions assurées par le dispositif et peut varier dans de très larges limites de quelques impulsions par seconde jusqu'à des centaines de millions. La durée des impulsions et celle de leurs intervalles varient également dans de larges limites.

La forme d'impulsions la plus employée est la forme rectangulaire. Pour assurer un fonctionnement précis du dispositif et sa réponse rapide, on essaie de conserver la forme rectangulaire de l'impulsion ou une forme très proche dans toute la chaîne de production, de transmission et de réception des signaux.

Les organes principaux d'un système complexe de communications par impulsions sont :

a) les générateurs d'impulsions (formateurs d'impulsions) qui transforment le courant continu en impulsions rectangulaires ou d'autre forme ;

b) les amplificateurs d'impulsions destinés à augmenter l'amplitude des impulsions obtenues depuis les dispositifs de mesure et de conversion ainsi qu'à amplifier les impulsions lorsqu'elles s'affaiblissent dans les chaînes de transmission et de réception de l'information.

On distingue les amplificateurs linéaires dans lesquels l'amplitude du signal de sortie est proportionnelle à celle du signal d'entrée et les amplificateurs non linéaires qui jouent généralement le rôle

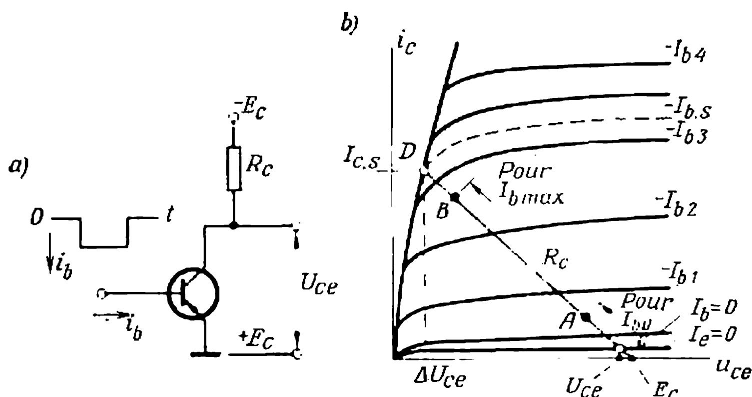


Fig. 2.62. Schéma général d'un amplificateur d'impulsions à transistor (*a*) et son diagramme de charge (*b*)

de commutateurs électriques destinés à bloquer et à débloquer périodiquement ou épisodiquement tel ou tel circuit électrique.

Nous examinons le fonctionnement d'un amplificateur d'impulsions linéaire et d'un commutateur à transistors largement utilisé dans divers générateurs d'impulsions décrits au chapitre suivant sur un même exemple.

La figure 2.62,*a* donne le schéma d'un amplificateur d'impulsions à transistor monté à émetteur commun. Un tel étage peut fonctionner aussi bien en régime linéaire qu'en régime non linéaire. Le régime dépend du choix de la valeur de polarisation, de l'amplitude du signal d'entrée et de l'étendue de la partie utile du diagramme de charge de l'amplificateur (fig. 2.62,*b*).

En régime d'amplification linéaire lorsque les amplitudes des signaux d'entrée et de sortie sont proportionnelles, la partie utile de la droite de charge est limitée par les points *A* et *B*. Sa longueur correspond à la zone où les caractéristiques de sortie sont à peu près équidistantes l'une de l'autre.

La limite inférieure de cette zone (point *A*) déterminée par le courant de polarisation I_{b0} injecté dans le circuit de base doit se

trouver au-dessus de la bande de resserrement inférieur des caractéristiques de sortie et la limite supérieure (point B) qui détermine l'amplitude maximale admissible du courant de collecteur $I_{c\ max}$ doit se trouver au-dessous de la bande de resserrement supérieur des caractéristiques de sortie.

En régime non linéaire qui est le régime de fonctionnement du commutateur électronique, il est important d'assurer le minimum de courant pour un état du commutateur (lorsque le transistor est bloqué) et la chute de tension minimale dans le transistor pour son autre état (lorsque le transistor conduit).

Dans le premier régime, la base et le collecteur ne sont traversés que par le courant thermique et la jonction émetteur-base est bloquée (régime de cut-off). Le second régime est obtenu en choisissant un courant de base supérieur au courant $I_{b.s}$ auquel correspond la caractéristique limite tracée en pointillé sur la figure 2.62,*b* (passage de la zone utile sur la droite de charge à la zone de saturation). Le passage dans la zone de saturation assure, en plus de la valeur minimale de la chute de tension dans le transistor ΔU_{ce}, l'accroissement de la stabilité du régime caractérisée par une faible sensibilité aux variations de la tension et de la température.

La différence entre les états limites d'un amplificateur linéaire et d'un amplificateur non linéaire se manifeste de façon notable dans la variation avec le temps des processus électriques transitoires liés au passage du transistor de l'état bloqué à l'état conducteur et inversement. Examinons ces régimes pour des amplificateurs linéaire et non linéaire.

a) Amplificateur d'impulsions linéaire

La figure 2.63,*a* donne le schéma le plus simple d'un tel amplificateur. Il diffère peu de celui d'un étage amplificateur à courant alternatif faisant partie d'un amplificateur à étages à couplage par capacité. A l'aide du diviseur de tension R_1, R_2 on crée dans la base du transistor le courant de polarisation requis I_{b0}. La résistance d'émetteur R_e, généralement shuntée par un condensateur C_e, assure la stabilité thermique de l'amplificateur.

La figure 2.63,*c* montre la forme de la courbe de courant (ou de tension) de sortie, l'impulsion de courant d'entrée étant rectangulaire (fig. 2.63,*b*). Il est à noter un accroissement progressif du courant de sortie, résultant de l'afflux de charges à la base, jusqu'à une valeur qui correspond à l'amplitude du courant de collecteur I_c. Une baisse progressive de la courbe de courant de sortie après interruption du signal d'entrée résulte également de la disparition graduelle des charges excédentaires dans la base.

La montée de la courbe de courant de sortie détermine le temps de montée t_m de l'impulsion et la baisse de cette courbe après son

palier (sommet) correspond au temps de descente t_d de l'impulsion. Pratiquement on détermine le temps de montée t_m d'après la durée d'accroissement de l'impulsion de 0,1 à 0,9 de son amplitude totale

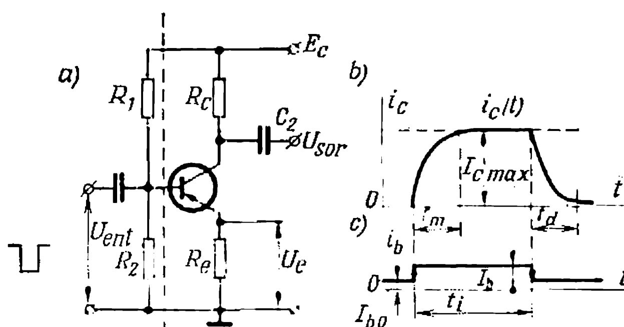


Fig. 2.63. Amplificateur d'impulsions linéaire à un seul étage: *a*—schéma; *b*—diagramme du courant de sortie; *c*—diagramme du courant d'entrée

et le temps de descente par la diminution de l'impulsion de 0,9 à 0,1 de la valeur à partir de laquelle la descente commence.

Au sommet (à l'amplitude) de l'impulsion correspond un courant:

$$I_c = \frac{E_c - U_{ce}}{R_e + R_c}, \tag{2.187}$$

où U_{ce} est la chute de tension dans le transistor débloqué; à cette chute de tension correspond l'abscisse du point B sur la figure 2.62,*b*.

Pour obtenir l'amplitude requise de l'impulsion il faut introduire dans le circuit de base du transistor une impulsion de courant:

$$I_b = \frac{I_{c\,max}}{B} - I_{b0}, \tag{2.188}$$

où B est le coefficient de transfert en courant dans le montage à émetteur commun pour le courant $I_{c\,max}$.

L'allure de la branche montante de la courbe de courant peut être exprimée, avec une approximation suffisante, par une loi exponentielle:

$$i_c = BI_b\left(1 - e^{\frac{t}{\tau_\beta}}\right), \tag{2.189}$$

où $\tau_\beta = \frac{1}{2\pi f_\beta}$ est la constante de temps sensiblement égale à la durée de vie des porteurs minoritaires dans la base;

f_β la fréquence limite du transistor dans le montage à émetteur commun.

La durée totale du front avant dont l'accroissement suit une courbe exponentielle est égale environ à trois constantes de temps:

$$t_m \approx 3\tau_\beta. \qquad (2.190)$$

La décroissance de l'impulsion de sortie peut également être décrite par une loi exponentielle avec la même constante de temps τ_β:

$$i_c = I_{c\,max} e^{-\frac{t}{\tau_\beta}}. \qquad (2.191)$$

On admet que la durée totale du front arrière (descente) de l'impulsion est approximativement égale à trois constantes de temps.

Pour préciser les valeurs de t_m et de t_d valables pour les transistors de basse fréquence nous allons les calculer d'après les formules indiquées plus haut pour un transistor de basse fréquence de type П-209 de fréquence limite $f_\beta = 8$ kHz en montage à émetteur commun. Pour la fréquence indiquée:

$$\tau_\beta = \frac{1}{2\pi f_\beta} = \frac{1}{2\pi 8 \cdot 10^3} = 20\ \mu s$$

et

$$t_m = t_d = 3\tau_\beta = 60\ \mu s.$$

Cette durée relativement grande des fronts, pour une durée totale de l'impulsion ne dépassant pas 100 microsecondes, introduit de fortes distorsions dans l'allure de l'impulsion de sortie.

Pour réduire les temps de montée et de descente des impulsions on utilise d'une part des transistors de haute fréquence à courte durée de vie des porteurs dans la base et d'autre part on introduit dans les circuits de base ou d'émetteur des transistors des éléments qui accélèrent les phénomènes d'accumulation et de disparition des charges dans la base durant les régimes transitoires.

On utilise souvent un condensateur comme élément accélérateur. On l'insère dans le circuit d'entrée parallèlement à la résistance de base R_b (fig. 2.64,*a*) ou dans le circuit d'émetteur comme indiqué en pointillé sur la même figure. En augmentant le courant de base du transistor (fig. 2.64,*b*) le courant de charge du condensateur contribue à une accumulation rapide des charges dans la base, ce qui entraîne une réduction du temps de montée de l'impulsion (fig. 2.64,*c*). Le courant de décharge du condensateur qui, après la disparition de l'impulsion d'entrée du courant, passe par la base en sens opposé à celui du courant de charge (courant inverse) contribue de même à la disparition rapide des charges dans la base et réduit le temps de descente de l'impulsion.

Dans les amplificateurs linéaires on utilise un condensateur accélérateur de faible capacité afin que le courant de charge du condensateur tombe à zéro avant la fin de l'impulsion de courant d'entrée. On prévient ainsi le passage de l'amplificateur dans la

zone de saturation, absolument intolérable pour une amplification linéaire.

Le gain des amplificateurs d'impulsions est relativement faible. Quand on recourt à la stabilisation thermique de l'amplificateur

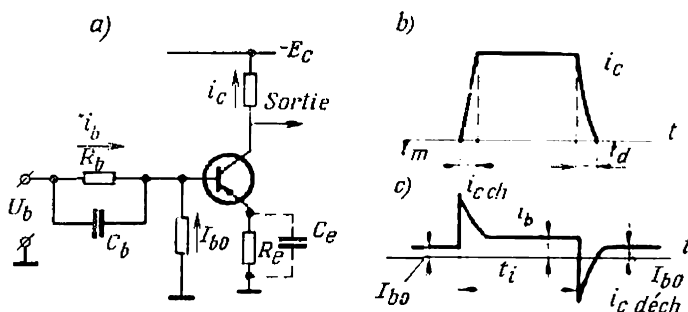


Fig. 2.64. Amplificateur d'impulsions linéaire avec condensateur accélérateur: *a*—schéma ; *b*—diagramme du courant de sortie ; *c*—diagramme du courant d'entrée

par la résistance d'émetteur R_e on obtient rarement un gain supérieur à 10. Aussi, lorsqu'un gain plus élevé est nécessaire on recourt à des amplificateurs d'impulsions à plusieurs étages.

La figure 2.65,*a* donne le schéma d'un amplificateur linéaire à trois étages. Afin de limiter les temps de montée et de descente

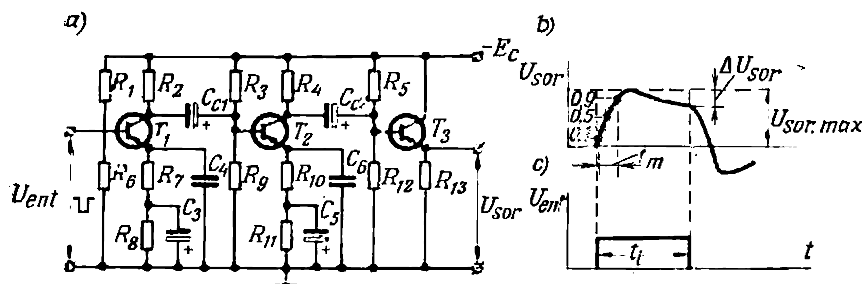


Fig. 2.65. Amplificateur d'impulsions linéaire à trois étages: *a*—schéma ; *b*—diagramme de la tension de sortie ; *c*—diagramme de la tension d'entrée

de l'impulsion (fig. 2.65,*b*) on a utilisé dans cet amplificateur des transistors de haute fréquence. Les deux premiers étages sont à émetteur commun et le troisième (de sortie) est à collecteur commun (amplificateur à émetteur asservi) afin d'adapter sa sortie à la charge de faible résistance. Les étages sont couplés par condensateurs.

En qualité d'éléments assurant la réduction des temps de montée et de descente de l'impulsion on utilise les condensateurs C_4 et C_6

dans les circuits d'émetteur des deux premiers étages. Afin d'augmenter la stabilité thermique on a inséré dans les circuits d'émetteur de ces étages les résistances R_8 et R_{11} shuntées respectivement par les condensateurs C_3 et C_5. Les résistances R_7 et R_{10}, qui assurent la contre-réaction en courant, contribuent à l'accroissement de la résistance d'entrée des étages et à la stabilité de leur fonctionnement.

Les condensateurs de couplage des étages sont toujours à forte capacité car durant le passage de l'impulsion ces condensateurs se chargent, ce qui abaisse le sommet de l'impulsion de courant de sortie. Après la fin de l'impulsion d'entrée les condensateurs se déchargent, d'où l'apparition d'une impulsion de tension négative (d'un saut) à la sortie de l'étage donné et donc à l'entrée de l'étage suivant. Plus la capacité des condensateurs de couplage des étages est grande, plus l'abaissement du sommet de l'impulsion et le saut sont faibles. L'obtention d'une constante de temps dans les circuits de couplage ($\tau_c = C_c R_{ent}$) supérieure d'environ 100 fois à la durée totale de l'impulsion d'entrée sert de critère au choix de la capacité de ces condensateurs.

Les condensateurs qui shuntent les résistances d'émetteur R_e prévues pour la stabilisation thermique influent aussi sur l'abaissement du sommet de l'impulsion. Plus la capacité de ces condensateurs est grande moins ils se déchargent durant l'impulsion, ce qui limite l'abaissement du sommet.

Etant donné que les condensateurs de couplage et ceux des circuits d'émetteur doivent avoir une grande capacité on emploie à cette fin des condensateurs électrolytiques. Sur le schéma de la figure 2.65,*a* on notera les désignations normalisées de ces condensateurs.

b) Commutateur à transistors

La figure 2.66,*a* et *b* montre les polarités des tensions et la répartition des courants dans le circuit d'entrée d'un commutateur à transistor correspondant à deux états stables du commutateur (état fermé et état ouvert).

Pour que le transistor (et, par conséquent, le commutateur) soit bloqué de façon absolue il faut porter sa base à un potentiel positif (non inférieur à 0,5 ou 1 V) par rapport à l'émetteur. Dans ce cas, la jonction émetteur-base ne laisse pas passer le courant ($I_e = 0$) et dans les circuits de collecteur et de base circule un courant thermique $I_{b0} = I_{c0}$. Lorsque le commutateur est débloqué son circuit de collecteur est traversé par un courant :

$$I_{cm} \cong \frac{E_c}{R_c}. \qquad (2.192)$$

Pour que ce courant de collecteur puisse passer par la base, il faut injecter dans cette dernière un courant électronique :

$$I_{\text{b sat}} = \frac{I_{cm}}{B}. \tag{2.193}$$

Avec un tel courant, qui est le courant minimal nécessaire, le temps de montée de l'impulsion est relativement grand, comme le

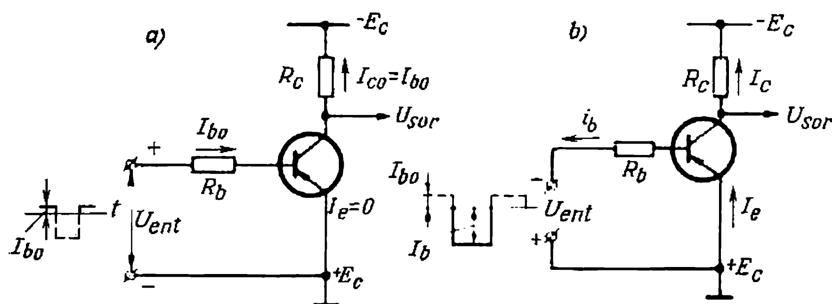


Fig. 2.66. Schéma d'un commutateur à transistor (d'un amplificateur non linéaire) :
a—état bloqué; *b*—état débloqué

montre la courbe *1* de la figure 2.67,*a*. En plus, l'état débloqué du commutateur n'est pas suffisamment stable car lors des fluctuations

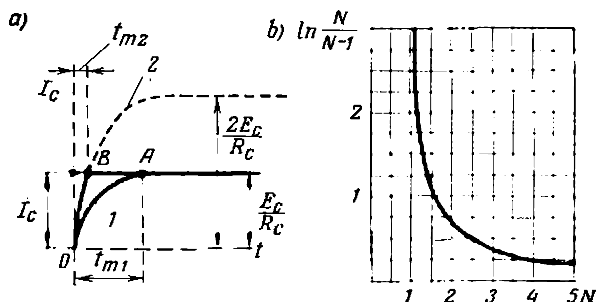


Fig. 2.67. Temps de montée de l'impulsion pour deux valeurs du courant de base (*a*) pour I_{b1} (courbe *1*) et I_{b2} (courbe *2*). Courbe traduisant la diminution du temps de montée avec l'accroissement du rapport *N* du courant de base à $I_{\text{b sat}}$ (*b*)

de la tension d'alimentation le régime de fonctionnement du transistor peut varier de façon notable.

Pour améliorer la stabilité de régime, réduire la durée du front avant de l'impulsion et diminuer la chute de tension, on introduit

dans la base un courant I_b supérieur à $I_{b\,sat}$. Le transistor passe ainsi en régime de saturation.

Le quotient du courant de base I_b par le courant $I_{b\,sat}$ est appelé *coefficient de saturation*:

$$\frac{I_b}{I_{b\,sat}} = N. \qquad (2.194)$$

La courbe *2* de la figure 2.67,*a* montre la réduction du temps de montée de l'impulsion lorsqu'on adopte $N = 2$. La portion de cette courbe en trait continu correspond à la variation réelle du courant de collecteur et la portion en pointillé montre la variation que connaîtrait le courant de collecteur s'il n'était pas limité à la valeur de E_c/R_c. Lorsque le courant est limité, la portion de la courbe en pointillé caractérise l'accroissement de la charge dans la base en régime de saturation.

On peut trouver le temps de montée en régime de saturation par la formule (2.189) si l'on introduit dans le premier membre la valeur $i_c = I_c$ et si dans le deuxième membre on substitue à I_b la valeur de $NI_{b\,sat}$. En résolvant l'équation obtenue par rapport à t_m on obtient:

$$t_m = \tau_\beta \ln \frac{N}{N-1} \qquad (2.195)$$

La courbe de la figure 2.67,*b* donne en fonction de N les valeurs de $\ln \frac{N}{N-1}$ obtenues d'après cette formule. Une réduction sensible du temps de montée (de $3\tau_\beta$ à $0{,}8\tau_\beta$ environ) est obtenue à l'intervalle de 1 à 2 de variation de N. Lorsque N continue à augmenter le temps de montée diminue peu.

Le passage dans la zone de saturation est lié à l'apparition de charges excédentaires dans la base. Pour que ces charges disparaissent après disparition du courant d'entrée il faut un certain temps (fig. 2.68,*a*) appelé *temps de résorption*. Sur la figure 2.68,*b* ce dernier est désigné par $t_{rés}$. Durant la période de résorption le courant de collecteur reste invariable. En fin de période le nombre de charges dans la base et leur répartition normale correspondent au courant I_c. Après le courant de collecteur décroît jusqu'à zéro suivant une loi exponentielle comme dans un amplificateur linéaire.

On trouve le temps de résorption d'après l'expression:

$$t_{rés} = \tau'_\beta \ln N \approx \tau'_\beta (N-1), \qquad (2.196)$$

où τ'_β est la durée de vie des porteurs en régime de saturation (généralement elle est deux fois plus petite que τ_β).

Le temps de résorption $t_{rés}$ et le temps de descente de l'impulsion peuvent être considérablement réduits (fig. 2.68,*c*) si l'impulsion d'entrée négative qui débloque le transistor et y permet le passage

du courant à un certain moment change de signe (fig. 2.68,*d*). La disparition des charges par leur recombinaison est alors accélérée par l'enlèvement des charges par le courant inverse I_{b2}.

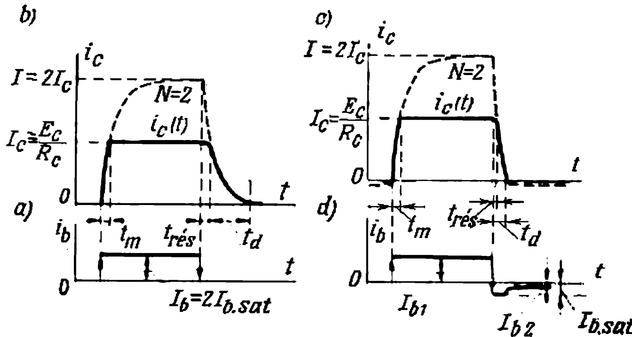


Fig. 2.68. Formes des impulsions d'entrée et de sortie:
a—impulsion d'entrée en l'absence du courant inverse; *b*—impulsion du courant de sortie en même régime; *c*—impulsion de sortie en présence du courant inverse; *d*—impulsion d'entrée en présence du courant inverse

On calcule le temps de résorption en présence du courant inverse d'après la relation:

$$t_{rés} = \tau'_\beta \ln \frac{I_{b1} - I_{b2}}{I_{b\,sat} - I_{b2}} . \tag{2.197}$$

Le temps de descente de l'impulsion en présence du courant inverse est

$$t_d = \tau_\beta \ln \frac{I_{b\,sat} + I_{b2}}{I_{b2}} \tag{2.198}$$

Dans les commutateurs (comme dans les amplificateurs linéaires à transistors) on utilise comme élément accélérateur contribuant à la réduction des temps de montée et de descente de l'impulsion et de la période de résorption des charges un condensateur placé dans le circuit de base ou dans le circuit d'émetteur conformément aux schémas des figures 2.64,*a* et 2.65,*a*. Sa capacité doit être plus grande que celle des condensateurs utilisés dans les amplificateurs linéaires.

§ 2.15. Stabilisateurs de tension à compensation

Dans les stabilisateurs de tension à compensation la tension de sortie est comparée à une tension étalon et est corrigée par l'effet de la différence qui apparaît. Un appareil régulateur, commandé par la tension d'écart amplifiée, permet cette correction. Ainsi est rétablie (avec une certaine marge d'erreur) la valeur requise de la

tension de sortie. Cette marge d'erreur dans les stabilisateurs à compensation dépend du degré d'amplification de la tension d'écart.

Les stabilisateurs à compensation présentent sur les stabilisateurs paramétriques examinés au § 1.8 l'avantage non seulement d'élargir la gamme des tensions stabilisées et des courants de charge mais aussi de les stabiliser beaucoup mieux.

Selon le branchement de l'appareil qui règle la tension de sortie (branchement en parallèle ou en série avec la résistance de charge), on distingue les *stabilisateurs parallèles* et les *stabilisateurs série.*

Le principe de fonctionnement des stabilisateurs parallèles est analogue à celui des stabilisateurs paramétriques. La différence réside seulement dans le remplacement de la diode Zener branchée

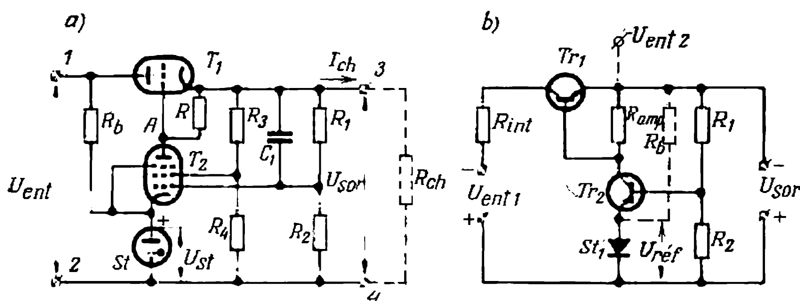


Fig. 2.69. Schémas des stabilisateurs de tension à compensation: *a*—stabilisateur à tubes; *b*—stabilisateur à semi-conducteurs

en parallèle avec la charge par un appareil commandé qui règle le courant dans les limites requises, la tension à ses bornes ne variant pratiquement pas. Pour cette raison, nous nous limiterons à l'examen des stabilisateurs série utilisant des tubes électroniques et des transistors.

La figure 2.69,*a* donne le schéma type d'un stabilisateur série à tubes. L'entrée du stabilisateur (bornes *1* et *2*) est reliée à un redresseur et la sortie (bornes *3* et 4) à la résistance de charge R_{ch}. Le tube T_1 joue le rôle de régulateur. Lorsque la tension de sortie s'écarte de la valeur imposée, le tube T_1 commandé par l'amplificateur de tension, qui comprend le tube T_2, règle la tension de sortie à la valeur requise à tolérance près. Le niveau requis de la tension de sortie est imposé par le tube stabilisateur à décharge *St* dont la tension est comparée à la fraction de la tension de sortie reçue par la branche R_2 du diviseur de tension R_1, R_2.

Lorsqu'une différence apparaît entre la tension de sortie et la tension étalon une tension différentielle s'applique sur la grille et la cathode de la pentode amplificatrice T_2; ce qui entraîne une variation de courant dans la pentode et donc dans sa résistance

d'anode R. La chute de tension aux bornes de la résistance représente la tension d'entrée de la triode de réglage T_1. Une variation de la tension d'entrée, pour un même courant dans R_{ch} et dans le tube T_1, implique une variation de chute de tension dans le tube, ce qui assure la correction requise de la tension de sortie.

Le degré de stabilisation lors des fluctuations de la tension d'entrée est évalué, comme pour les stabilisateurs paramétriques, par un coefficient de stabilisation K_{st} défini pour un courant de charge invariable I_{ch} par la relation:

$$K_{st} = \left(\frac{\Delta U_{ent}}{\Delta U_{sor}}\right)_{\text{pour } I_{ch}=\text{const}}.$$

On trouve la valeur numérique de K_{st} du stabilisateur à tubes de la figure 2.69,*a* d'après l'expression:

$$K_{st} = 1 + K_{U2}\mu_1 \frac{R_2}{R_1 + R_2}, \qquad (2.199)$$

où K_{U2} est le gain en tension de l'étage amplificateur équipé du tube T_2;

μ_1 le coefficient d'amplification du tube régulateur T_1.

Dans les stabilisateurs utilisant comme tube de réglage T_1 des tétrodes à faisceaux dirigés (par exemple du type 6Э7П) ou des pentodes de puissance (type 6П14П) et comme amplificateur de tension des pentodes à forte pente S (par exemple du type 6Ж1П ou 6Ж9П) on peut obtenir des coefficients de stabilisation compris entre 200 et 500.

La qualité de stabilisation, lors des oscillations de la tension de sortie provoquées par la variation du courant de charge I_{ch}, est évaluée d'après la valeur de la résistance de sortie R_{sor} du stabilisateur définie par la relation:

$$R_{sor} = \left(\frac{\Delta U_{sor}}{\Delta I_{ch}}\right)_{U_{ent}=\text{const}}.$$

Plus la résistance R_{sor} est faible, plus le degré de stabilisation est élevé. On trouve la valeur numérique de R_{sor} d'un stabilisateur à tubes d'après la relation:

$$R_{sor} = \frac{1}{S_1 K_{U2} \frac{R_2}{R_1 + R_2}}, \qquad (2.200)$$

où S_1 est la pente du tube T_1.

Lorsqu'on choisit convenablement les paramètres, la valeur de R_{sor} peut être réduite à quelques ohms.

Les stabilisateurs à tubes sont utilisés pour des tensions supérieures à $U_{sor} = 70$ à 80 V. Pour des tensions plus basses destinées en particulier à alimenter des amplificateurs à transistors on utilise des stabilisateurs de tension à semi-conducteurs.

La figure 2.69,*b* donne le schéma de principe d'un tel stabilisateur. Il diffère du schéma examiné d'un stabilisateur à tubes par l'emploi des transistors T_1 et T_2 comme régulateur et amplificateur ainsi que par l'utilisation d'une diode Zener St_1 comme source de tension de référence.

La tension U_{ent1} se rapporte à un redresseur de tension instable dont R_{int} est la résistance interne (de sortie). Le transistor T_1 joue le rôle de régulateur et le transistor T_2 celui d'amplificateur. Son circuit de collecteur est réuni par la résistance R_{amp} aux bornes de sortie du stabilisateur ou à une source auxiliaire de tension stable U_{ent2} de faible puissance (circuit en pointillé sur la figure 2.69,*b*) pour élever le degré de stabilisation. Lorsqu'on dispose d'un seul étage amplificateur, le coefficient de stabilisation est

$$K_{st} \approx \frac{R_{amp}}{r_{ent}A + R_{amp}\frac{r_b}{r_c}\cdot\left(1+\frac{R_1 \parallel R_2}{r_b}\right)}, \tag{2.201}$$

où R_{amp} est la résistance de charge dans le circuit de collecteur du transistor T_2;

r_{ent} la résistance d'entrée du transistor;

r_b et r_c ses résistances de base et de collecteur;

$A = 1 + \frac{r_d}{r_{ent}} + \frac{R_1 \parallel R_2}{r_{ent}\beta}$, un coefficient de correction qui tient compte de l'influence exercée sur la tension de sortie par la résistance dynamique r_d de la diode Zener et la résistance extérieure dans le circuit de base du transistor T_2 (la valeur numérique de A est généralement comprise entre 1,5 et 2).

La résistance de sortie du stabilisateur examiné a pour expression:

$$R_{sor} = \frac{r_c R_{amp} r_{ent} A}{R_{amp} r_b B + r_{ent} r_c \cdot A}, \tag{2.202}$$

où

$$B = 1 + \frac{R_1 \parallel R_2}{r_b}.$$

Lorsqu'on utilise un seul étage d'amplification, la valeur numérique de K_{st} peut être portée à 100 et même plus et la résistance de sortie R_{sor} peut être réduite à quelques centièmes d'ohm.

CHAPITRE III

Générateurs électroniques et formateurs

§ 3.1. Classification des générateurs et des formateurs

On appelle générateurs électroniques des dispositifs qui transforment, à l'aide d'appareils amplificateurs (d'appareils commandant les valeurs instantanées des courants), un courant continu en courant sinusoïdal ou d'autres formes (rectangulaire, pointue, en dents de scie, etc.). On trouve aussi des générateurs qui transforment le courant alternatif de fréquence industrielle en courant de haute fréquence.

On appelle formateurs des dispositifs qui transforment, à l'aide d'appareils amplificateurs, des courants de forme quelconque en courant d'une autre forme, en particulier en impulsions de forme, de durée et de facteur de forme déterminés qui se répètent régulièrement ou épisodiquement. Le facteur de forme est le rapport de la période de répétition à la durée des impulsions.

Vu qu'une droite parallèle à l'axe des abscisses et représentant le diagramme du courant continu en fonction du temps peut être considérée comme l'une des formes des courbes du courant transformé, il n'y a pas de limites précises entre les générateurs et les formateurs. Pour cette raison certains types de formateurs sont également appelés générateurs.

L'utilisation dans les générateurs et les formateurs des appareils amplificateurs capables de commander les valeurs instantanées des courants (tubes électroniques et transistors) est l'indice qui distingue les générateurs électroniques des onduleurs qui transforment le courant continu en courant alternatif. Dans les onduleurs, comme dans les redresseurs, le courant est généralement transformé à l'aide des appareils actionnant en commutateurs. Ce sont des appareils ioniques commandés tels que les thyratrons, les soupapes à vapeur de mercure ainsi que des appareils à semi-conducteurs à deux ou à plusieurs couches tels que les diodes et les thyristors (voir les chapitres VI et VII).

Un autre indice de classification des générateurs et des formateurs est le système de commande du régime de fonctionnement (système d'excitation). On distingue les dispositifs à commande extérieure (indépendante), les dispositifs à commande intérieure (autonome) et les dispositifs à commande mixte.

L'excitation indépendante est caractérisée par ce que les signaux de commande arrivent d'une source extérieure. Dans les générateurs à excitation autonome les signaux de commande sont produits directement à l'intérieur du montage, principalement par les circuits de réaction. De tels générateurs sont appelés *autogénérateurs* (ou auto-oscillateurs). L'excitation mixte est basée sur la combinaison de signaux de commande extérieurs et intérieurs.

Les générateurs et les autogénérateurs produisant des oscillations sinusoïdales de puissance moyenne et de grande puissance sont largement utilisés dans l'électronique industrielle pour l'alimentation des installations de chauffage par induction des métaux et des diélectriques ainsi que pour l'alimentation des microscopes électroniques, des appareils à ultrasons et des générateurs quantiques. Les générateurs à haute tension utilisent généralement des tubes électroniques. Dans les générateurs de fréquence élevée on utilise des circuits oscillants comme accumulateurs d'énergie.

Les générateurs à excitation indépendante sont utilisés lorsqu'on a besoin d'une très haute stabilité de la fréquence obtenue par l'emploi d'un oscillateur pilote de faible puissance dont la fréquence est stabilisée (oscillateurs à quartz, à diapason, etc.).

Les autogénérateurs de faible puissance et de basse tension sont largement utilisés dans les appareils de mesure, les dispositifs de l'automatique et les calculatrices ainsi que comme capteurs de tension et de courant à haute fréquence. Les autogénérateurs de faible puissance sont à tubes électroniques ou à transistors.

Parmi les générateurs à excitation mixte il faut placer les générateurs de tension en dent de scie synchronisés par un signal extérieur et utilisés dans les oscillographes (générateurs de balayage). Leur fréquence est déterminée par le déroulement interne des phénomènes électriques. Vu que ces phénomènes dépendent des paramètres variables des appareils et des circuits, une fixation rigoureuse de la fréquence est obtenue dans ces générateurs par un signal qui arrive périodiquement de l'extérieur (signal de synchronisation). Parmi les formateurs à commande indépendante il faut classer les triggers (basculeurs) qui sont des dispositifs à deux états stables (dispositifs bistables). Ils forment des impulsions rectangulaires de durée et de facteur de forme donnés. Parmi les formateurs à commande autonome (autoformateurs) il faut classer les multivibrateurs qui sont des dispositifs formant des impulsions de durées égales (symétriques) ou inégales (asymétriques).

Parmi les formateurs à commande mixte il faut classer les univibrateurs dans lesquels le passage d'un état stable à l'autre se produit sous l'effet d'un signal extérieur tandis que le retour à l'état initial est provoqué par un signal intérieur.

Les formateurs d'impulsions sont largement utilisés dans les dispositifs de l'automatique, les calculatrices et les systèmes de com-

mande. Actuellement ils sont surtout à semi-conducteurs. Les condensateurs et, dans certains dispositifs, les inductances qui font partie des montages indiqués déterminent la nature à relaxation des phénomènes qui y ont lieu, du fait qu'ils accumulent et cèdent leur énergie suivant une loi apériodique.

La description de types usuels de générateurs et de formateurs ainsi que l'analyse de leur régime de fonctionnement sont données relativement aux appareils amplificateurs avec lesquels on les construit actuellement.

§ 3.2. Générateur d'oscillations sinusoïdales à tube à excitation extérieure

La particularité caractéristique d'un générateur d'oscillations sinusoïdales est la présence dans le circuit d'anode du tube d'un circuit oscillant LC (fig. 3.1,a). Le circuit oscillant est connecté

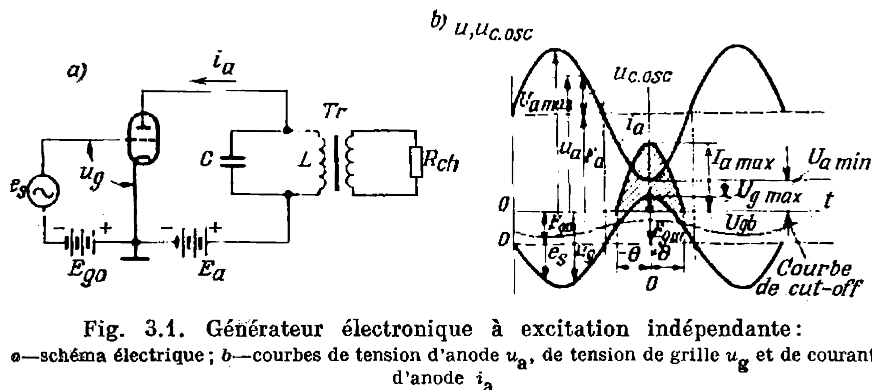


Fig. 3.1. Générateur électronique à excitation indépendante: a—schéma électrique; b—courbes de tension d'anode u_a, de tension de grille u_g et de courant d'anode i_a

en série avec la source d'alimentation E_a et le tube (générateur à alimentation en série). On utilise également les générateurs à alimentation parallèle.

Les tubes utilisés sont des mêmes types que dans les dispositifs amplificateurs mais leur puissance est beaucoup plus grande.

Encore, les tubes employés dans les générateurs se distinguent par une transparence de grille relativement faible, ce qui permet d'obtenir de grands coefficients d'amplification μ. Pour fournir de forts courants d'anode ces tubes travaillent surtout avec des potentiels de grille positifs. Un tel régime de fonctionnement se caractérise par des pertes notables de la puissance non seulement dans le circuit d'anode mais aussi dans le circuit de grille.

L'existence dans le circuit de grille, en plus de la tension de polarisation E_{g0}, d'un signal sinusoïdal extérieur e_s caractérise un générateur à excitation extérieure.

La différence dans la commande d'un tel générateur et d'un amplificateur consiste en ce que pour un générateur on cherche à avoir un signal d'entrée sensiblement sinusoïdal d'amplitude constante tandis que dans un amplificateur le signal d'entrée peut être de forme quelconque et peut varier dans le temps de façon arbitraire.

La résistance de charge R_{ch} est connectée dans le générateur considéré parallèlement au circuit oscillant LC par l'intermédiaire d'un transformateur de sortie Tr.

Le circuit oscillant y remplit les fonctions d'un accumulateur intermédiaire d'énergie électromagnétique. Il y a échanges d'énergie cycliques à l'intérieur du circuit entre le champ électrique du condensateur C et le champ magnétique de l'inductance L. Durant une alternance elle passe de C à L, durant l'alternance suivante, elle revient de L à C.

La pulsation ω_0 (la fréquence circulaire propre des oscillations du circuit), lorsqu'on néglige la résistance ohmique du circuit, est exprimée par l'égalité:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \tag{3.1}$$

On choisit les paramètres du circuit de façon que la fréquence des oscillations propres soit égale à celle des oscillations forcées produites par la source de signal de grille e_g. C'est le régime de résonance du générateur.

Si le circuit oscillant n'avait pas de résistance propre (circuit idéal) et que l'énergie ne passait pas par lui dans le circuit de charge, une portion d'énergie électromagnétique une fois injectée dans le circuit y provoquerait des oscillations auto-entretenues. Le circuit serait alors traversé par un courant sinusoïdal dont l'amplitude $I_{c.\,osc\,m}$ et la tension $U_{c.\,osc\,m}$ seraient fonction de la portion d'énergie injectée :

$$\frac{LI^2_{c.\,osc\,m}}{2} = \frac{CU^2_{c.\,osc\,m}}{2}.$$

Dans un circuit réel, caractérisé par des pertes de puissance internes, l'entretien d'oscillations d'amplitude constante exige l'injection périodique de l'énergie dans le circuit.

La puissance injectée dans un circuit oscillant doit être égale à la somme de la puissance délivrée par le générateur à la charge et de la puissance dissipée à l'intérieur du circuit. Le circuit oscillant reçoit la puissance nécessaire d'une source de signal par l'intermédiaire d'un tube électronique qui permet de régler la valeur de la puissance injectée.

Pour restituer de l'énergie au circuit il n'est pas obligatoire que le courant passe par le tube de façon continue durant toute la pé-

riode d'oscillations. Il suffit qu'il arrive de la source d'alimentation pendant une fraction de période.

Cette fraction de période est réglée par le choix convenable de la tension de polarisation E_{g0} et de l'amplitude du signal de commande E_{sm} (fig. 3.1,*b*).

Comme le montrent les diagrammes, le tube ne se débloque que lorsque la tension résultante dans le circuit de la grille $u_g = -E_{g0} + e_s$ devient supérieure (en valeur absolue) à la tension de blocage de grille (tension de cut-off) caractérisée par la courbe u_{gb} (en trait mixte sur la figure 3.1,*b*).

Les variations de u_{gb} s'expliquent par le fait que la tension d'anode du tube $u_a = E_a + u_{c.\,osc}$ varie également durant une période.

Les instants de déblocage et de blocage du tube qui correspondent aux points d'intersection des courbes u_{gb} et $u_g = -E_{g0} + e_s$ déterminent l'angle de passage θ, appelé également angle d'ouverture, angle de coupure ou cut-off, compté depuis le maximum de la sinusoïde E_{sm} dans les deux sens ($-\theta$ et $+\theta$).

La valeur de l'angle de passage θ peut être trouvée de l'égalité:

$$\cos\theta = \frac{|E_{g0}| - |u_{gb}|}{E_{sm}} \tag{3.2}$$

Durant le temps de passage du courant i_a déterminé par l'angle 2θ dans chaque période a lieu l'approvisionnement du circuit oscillant en énergie. Le sens opposé du courant i_a dans le circuit par rapport à la tension $u_{c.osc}$ à ses bornes prouve que le circuit reçoit pendant tout ce temps de la puissance depuis la source d'alimentation.

La quantité d'énergie fournie par la source d'alimentation au circuit oscillant dépend, pour un angle de passage θ choisi, du maximum de courant anodique $I_{a\,max}$ qui peut être trouvé de l'égalité:

$$I_{a\,max} = S_m u_{g\,max} = S_m\,[E_{sm} - (E_{g0} - u_{gb})], \tag{3.3}$$

où S_m est la pente moyenne du tube.

Si le maximum de courant anodique $I_{a\,max}$ du tube pour des valeurs données de E_{g0} et E_{sm} est constant, on peut considérer la source d'alimentation et le tube comme une source de courant.

La valeur moyenne du courant anodique I_a est liée à sa valeur maximale par le coefficient α_0:

$$I_a = \alpha_0 I_{a\,max}. \tag{3.4}$$

D'après la valeur moyenne du courant pour une valeur donnée de E_a on peut trouver la puissance fournie au générateur par la source d'alimentation:

$$P_E = E_a I_a = E_a \alpha_0 I_{a\,max}. \tag{3.5}$$

L'amplitude du premier harmonique de courant anodique I_{a1m} est liée à la valeur maximale du courant total par le coefficient α_1:

$$I_{a1m} = \alpha_1 I_{a\,max}. \tag{3.6}$$

L'amplitude du premier harmonique de tension aux bornes du circuit oscillant est liée à celle du premier harmonique de courant anodique par l'égalité :

$$U_{c.\,osc\,1m} = I_{a1m} R'_{ch}, \tag{3.7}$$

où R'_{ch} est la résistance de charge du générateur comprenant la résistance R_{ch} ramenée au primaire du transformateur ainsi que la résistance R par laquelle on tient compte des pertes de puissance intérieures dans le circuit oscillant [voir la formule (3.12)].

En même temps, la tension $U_{c.osc\,1m}$ est liée également au premier harmonique de courant de circuit comme suit:

$$U_{c.\,osc\,1m} = I_{c.\,osc\,1m}\omega_0 L = \frac{I_{c.\,osc\,1m}}{\omega_0 C}. \tag{3.8}$$

La puissance transmise par le circuit oscillant au circuit de charge est

$$P_{ch} = \frac{1}{2} U_{c.\,osc\,1m} I_{a1m} = \frac{1}{2} U_{c.\,osc\,1m} \alpha_1 I_{a\,max}. \tag{3.9}$$

Les coefficients α_0 et α_1 peuvent être trouvés comme coefficients d'une série trigonométrique. Leurs valeurs en fonction de l'angle de passage θ sont données par les courbes de la figure 3.2. Sur la même figure est tracée la courbe de χ dont les ordonnées sont des rapports des coefficients $\frac{\alpha_1}{\alpha_0}$ et, par conséquent, des rapports des courants $\frac{I_{a\,1m}}{I_a}$. Ce dernier rapport, appelé au § 2.9 coefficient d'utilisation du courant, entre comme facteur dans l'expression qui détermine le rendement du générateur:

$$\eta = \frac{P_{ch}}{P_E}\eta_{tr} = \frac{1}{2}\cdot\frac{U_{c.\,osc\,1m}}{E_a}\cdot\frac{I_{a1m}}{I_a}\eta_{tr} = \frac{1}{2}\xi\chi\eta_{tr}, \tag{3.10}$$

où $\xi = \frac{U_{c.osc\,1m}}{E_a}$, comme dans l'expression (2.128), est le coefficient d'utilisation de la tension d'alimentation E_a.

En comparant les courbes de α_1 et de χ on voit qu'il est possible d'obtenir une grande puissance de sortie et, en même temps, un rendement assez élevé seulement lorsque l'angle de passage est compris entre 70° et 90°. Les générateurs travaillent généralement avec ces angles de passage qu'on règle à l'aide du circuit de polarisation.

On peut augmenter davantage le rendement du générateur en augmentant le coefficient d'utilisation de la tension ξ. Mais là aussi il existe une limite déterminée par le minimum de tension $U_{a\,min} = E_a - U_{c,osc\,1m}$ à l'anode du tube (voir fig. 3.1,*b*).

Afin d'éviter une forte distorsion de la courbe de courant anodique, le minimum de tension anodique ne doit pas être inférieur à la valeur maximale de la tension agissant entre la grille et la cathode du tube. Dans le cas contraire, une partie notable d'électrons émis par la cathode sera reçue par la grille. Ceci se manifeste par l'affaissement du sommet de la courbe de courant anodique. Un tel régime est appelé *régime surexcité*.

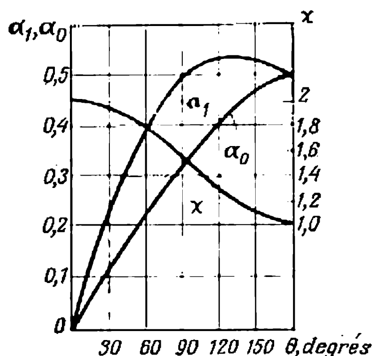


Fig. 3.2. Courbe de variation des coefficients α_0 et α_1 et de leur rapport χ en fonction de l'angle de passage θ

En régime surexcité le spectre d'harmoniques supérieurs du courant circulant à l'intérieur du circuit oscillant augmente fortement et c'est pour cette raison qu'on cherche à éviter ce régime.

Etant donné que $U_{a\,min} = E_a - U_{c.osc\,m}$, la valeur maximale admissible $U_{c\,m\,adm}$ de tension aux bornes du circuit oscillant pour laquelle l'affaissement ne se produit encore pas (régime critique) peut être comprise entre 0,8 et $0{,}9E_a$.

La limitation d'en haut de la tension aux bornes du circuit oscillant

$$U_{c.\,osc\,m} = I_{am}R_e \tag{3.11}$$

est obtenue par le choix convenable des paramètres du circuit qui déterminent sa résistance équivalente R_e.

Lorsque le circuit oscillant ne transmet pas de puissance à la charge et ses propres pertes de puissance sont prises en considération à l'aide d'une résistance ohmique R qu'on suppose connectée en série avec l'une des branches réactives du circuit, sa résistance équivalente se calcule comme suit:

$$R_e = \frac{(\omega_0 L)^2}{R} = \frac{L}{RC}. \tag{3.12}$$

Quand le circuit oscillant fournit la puissance utile à la charge couplée par transformateur parallèlement au circuit oscillant (voir fig. 3.1,*a*), la résistance ohmique résultante du circuit a pour expression:

$$R = r_1 + \frac{(\omega_0 M)^2}{r_2' + R_{ch}'}, \tag{3.13}$$

où r_1 est la résistance ohmique du primaire du transformateur;
r'_2 la résistance du secondaire ramenée au primaire;
M le coefficient d'induction mutuelle des enroulements primaire et secondaire.

En introduisant la valeur de R trouvée par (3.13) dans le dénominateur de l'égalité (3.12), on obtient:

$$R_e = \frac{(\omega_0 L)^2}{r_1 + \frac{(\omega_0 M)^2}{r'_2 + R'_{ch}}} \tag{3.14}$$

Il découle de la formule (3.14) que la valeur requise de R_e peut être obtenue soit par le choix convenable de L du circuit ou de M du transformateur, soit par le choix de la résistance de charge R_{ch}.

Le rapport de $\omega_0 L$ à R détermine le paramètre principal d'un circuit oscillant appelé coefficient (facteur) de qualité ou de surtension:

$$Q = \frac{\omega_0 L}{R} \tag{3.15}$$

Le sens physique de ce paramètre est qu'il détermine le rapport de la puissance qui circule dans le circuit à la puissance active qu'il transmet au circuit extérieur, y compris la puissance dissipée directement dans le circuit:

$$Q = \frac{P_L}{P_a} = \frac{I^2_{c.\,osc\,1m}\omega_0 L}{I^2_{a1m} R_e} \tag{3.16}$$

Plus élevé est le facteur de qualité du circuit, plus stable est son régime oscillatoire et plus proches d'une sinusoïde sont les courbes du courant et de la tension de sortie.

On obtient la stabilité requise des générateurs de moyenne et de grande puissance lorsque le facteur de qualité Q du circuit n'est pas inférieur à 15.

En calculant d'après la formule (3.10) le rendement du générateur pour un coefficient maximal réalisable d'utilisation de la tension $\xi = 0,8$ à $0,9$ et pour $\chi = 1,5$ à $1,7$, on obtient que dans un montage simple (fig. 3.1,*a*) le rendement peut atteindre 0,6 ou 0,7 (sans tenir compte des pertes dans le circuit d'excitation). La puissance dissipée dans le tube oscillateur est égale à environ 0,3 ou 0,4 de la puissance utile fournie par le générateur à la charge.

§ 3.3. Générateurs d'oscillations sinusoïdales à excitation autonome (auto-oscillateurs)

Comme nous avons déjà indiqué un auto-oscillateur diffère d'un générateur à excitation indépendante surtout par l'absence de circuit d'excitation extérieur. Les oscillations y sont maintenues par

un signal arrivant à son entrée depuis sa sortie par une boucle de réaction.

La figure 3.3 donne le schéma fonctionnel d'un auto-oscillateur. On y a distingué deux éléments principaux : l'élément amplificateur représenté par un quadripôle à gain d'amplification $\dot{K}$ et un élément de réaction représenté par un quadripôle à coefficient de transfert de tension $\dot{\gamma}_r$.

Les coefficients complexes $\dot{K}$ et $\dot{\gamma}_r$ dépendent des paramètres des éléments faisant partie des quadripôles considérés.

Les critères de choix des paramètres de ces quadripôles sont :

1) la réalisation des conditions d'auto-excitation (après la mise sous tension) à partir des fluctuations internes qui existent dans chaque élément et circuit électrique ;

2) l'obtention en régime permanent d'auto-oscillations d'amplitude et de fréquence requises ;

3) l'obtention d'un régime énergétique favorable caractérisé par la livraison de la puissance de sortie requise avec un rendement suffisamment élevé.

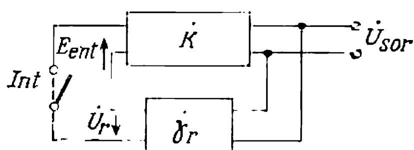


Fig. 3.3. Schéma fonctionnel d'un auto-oscillateur à réaction

Puisque les conditions qui satisfont à la dernière exigence restent les mêmes que celles d'un générateur à excitation indépendante nous ne les examinerons pas.

La condition principale permettant l'auto-excitation d'un oscillateur et son passage en régime d'oscillations permanentes est la réaction positive dont la tension de sortie doit être en phase avec le signal d'entrée de l'amplificateur (lorsque la boucle de réaction n'est pas fermée).

Avec une telle réaction dès la mise sous tension de faibles fluctuations de tension sont amplifiées par l'élément amplificateur et sont transmises en partie par l'élément de réaction à l'entrée de l'amplificateur. A chaque parcours du circuit fermé comprenant l'amplificateur et l'élément de réaction (circuit qui peut être appelé boucle de réaction) le signal à l'entrée et à la sortie de l'élément amplificateur augmente progressivement (pour $\dot{K}\dot{\gamma}_r > 1$). Un tel accroissement continue jusqu'au moment où l'appareil passe du régime transitoire (phénomène d'auto-excitation) au régime permanent.

L'établissement du régime permanent est déterminé par une baisse progressive du gain d'amplification vu la diminution de la pente de la caractéristique d'amplification avec l'accroissement du signal, ce qui est caractéristique pour tous les amplificateurs.

Le processus d'auto-excitation et le passage au régime permanent peuvent être illustrés graphiquement si l'on utilise la caractéristique entrée-sortie se rapportant à la boucle de réaction ouverte (fig. 3.4,*a*). Une telle caractéristique représente la tension de sortie d'une boucle de réaction ouverte en fonction du signal d'entrée injecté, en régime donné, par une source de tension extérieure.

Si l'élément de réaction comporte seulement des résistances ohmiques, son coefficient de transfert γ_r est une valeur constante (indépendante de la fréquence) et la caractéristique entrée-sortie de la boucle de réaction diffère de la caractéristique dynamique d'amplification de l'élément amplificateur K seulement par l'échelle en

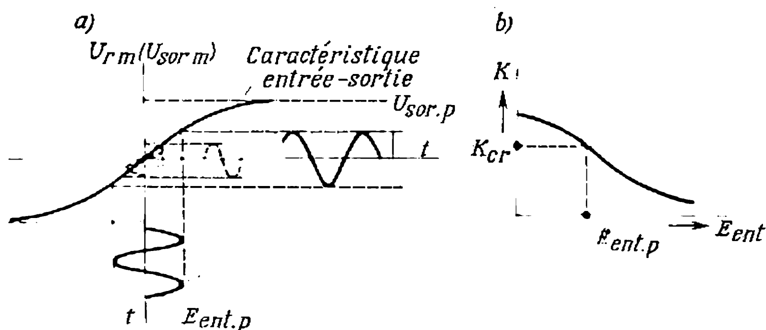


Fig. 3.4. Caractéristique entrée-sortie d'un auto-oscillateur à boucle de réaction ouverte (*a*) et courbe de variation du gain $|K|$ en fonction du signal d'entrée (*b*)

ordonnées. Cela signifie que U_{sor} peut être considérée comme la tension de sortie de l'élément amplificateur et, à une autre échelle, comme la tension de sortie de la boucle de réaction U_r lorsque cette dernière est débranchée de l'entrée de l'amplificateur.

Durant une première étape du développement du processus d'auto-excitation, tant que U_{sor} est déterminée par des fluctuations internes, les tensions E_{ent} et U_{sor} sont très petites. La zone de travail sur la caractéristique entrée-sortie n'est pas grande et se limite à une petite portion au voisinage de l'origine des coordonnées.

Avec l'accroissement des oscillations les tensions U_{sor} et E_{ent} augmentent. Leurs valeurs intermédiaires sont indiquées par les courbes en pointillé sur la figure 3.4,*a*. La zone de travail de la caractéristique s'élargit, le gain diminue par suite de la diminution de la valeur moyenne de la pente de la caractéristique entrée-sortie.

Tous les types d'auto-oscillateurs présentent une caractéristique entrée-sortie non linéaire à pente diminuant progressivement. L'amplitude des oscillations à la sortie d'un auto-oscillateur atteint sa valeur limite (permanente) $U_{sor.\,p}$ lorsque l'accroissement du

signal par l'élément amplificateur est accompagné d'un affaiblissement égal de la tension par l'élément de réaction. Le coefficient de transfert de l'élément de réaction $\dot{\gamma}_r$ est toujours inférieur à l'unité.

Exprimons analytiquement la condition d'auto-excitation en utilisant comme formule de départ la formule (2.165) valable pour la réaction positive. Pour les modules des grandeurs faisant partie de la formule (2.165) cela conduit à l'égalité suivante:

$$|\dot{K}_r| = \frac{|\dot{K}|}{1-|\dot{K}\dot{\gamma}_r|}. \qquad (3.17)$$

Il découle de la formule (3.17) que pour l'amorçage d'auto-oscillations il faut que

$$|\dot{K}\dot{\gamma}_r| \geqslant 1. \qquad (3.18)$$

L'inégalité doit être satisfaite au régime transitoire et l'égalité au régime permanent.

La valeur de $|\dot{K}\dot{\gamma}_r| = \frac{U_{\text{sor } m}}{E_{\text{ent } m}}$ peut être mesurée lorsque la boucle de réaction est ouverte à l'aide de l'interrupteur *Int* (fig. 3.3), le signal de commande étant injecté de l'extérieur.

Le phénomène d'auto-excitation se déroule de façon d'autant plus rapide que le module $|\dot{K}\dot{\gamma}_r|$ est plus grand devant l'unité.

La valeur du gain $|\dot{K}|$ pour laquelle s'établit le régime d'auto-oscillations est appelée gain critique K_{cr} et l'égalité

$$|\dot{K}_{cr}\dot{\gamma}_r| = 1 \qquad (3.18a)$$

correspond à l'équilibre des amplitudes vu qu'en régime permanent

$$U_{r.\,p} = E_{\text{ent. p}}.$$

D'après la courbe donnant les variations du gain $|\dot{K}|$ en fonction du signal d'entrée $E_{\text{ent } m}$ (fig. 3.4,*b*) et avec K_{cr} tiré de (3.18a) on trouve, comme indiqué sur la figure 3.4,*a*, l'amplitude d'oscillations auto-entretenues U_{sor} à la sortie de l'auto-oscillateur.

D'après les arguments des grandeurs complexes qui satisfont à l'équation

$$\dot{K}\dot{\gamma}_r = 1, \qquad (3.18b)$$

on peut également trouver la fréquence d'oscillations auto-entretenues.

Ainsi, lorsque

$$\dot{K} = Ke^{j\varphi} = K(\cos\varphi + j\sin\varphi)$$

et

$$\dot{\gamma}_r = \gamma_r e^{j\psi} = \gamma_r (\cos\psi + j\sin\psi),$$

il vient de l'égalité (3.18b) que les arguments des grandeurs complexes doivent être égaux et de signes contraires :

$$\varphi = -\psi. \qquad (3.18c)$$

Grâce à l'existence des réactances dans les montages des quadripôles (inductances et capacitances) les arguments φ et ψ dépendent de la fréquence. Pour cette raison, la condition (3.18c) est satisfaite pour une fréquence déterminée des oscillations. C'est la fréquence des oscillations entretenues ou la fréquence auto-excitée.

De cette façon, il résulte de l'analyse faite :

1) qu'un auto-oscillateur s'excite lorsque le produit des modules des grandeurs complexes $\dot{K}$ et $\dot{\gamma}_r$ n'est pas inférieur à l'unité ;

2) que les oscillations deviennent permanentes lorsque les arguments des grandeurs complexes $\dot{K}$ et $\dot{\gamma}$ sont égaux et de signes contraires. L'amplitude des oscillations est déterminée alors par l'égalité à l'unité du produit des modules des grandeurs complexes.

Etant donné que les grandeurs complexes $\dot{K}$ et $\dot{\gamma}_r$ sont déterminées par les paramètres des éléments qui font partie des circuits d'amplification et de réaction, pour assurer l'auto-excitation et avoir l'amplitude et la fréquence requises d'oscillations, il faut choisir les paramètres des éléments de l'auto-oscillateur donné de façon que les égalités (3.18a) et (3.18c) soient satisfaites.

Examinons la résolution d'un tel problème relativement à quelques montages d'auto-oscillateurs à tubes et à transistors les plus répandus.

a) *Auto-oscillateurs à tubes de moyenne fréquence*

On peut classer dans la gamme de fréquences moyennes ou intermédiaires (en ce qui concerne l'électronique industrielle) les fréquences comprises entre quelques unités et quelques centaines de kilohertz.

La figure 3.5,*a* montre un schéma type d'un auto-oscillateur prévu pour fonctionner dans cette gamme de fréquences. L'oscillateur utilise comme amplificateur un tube électronique et comme élément de réaction l'enroulement secondaire d'un transformateur (réaction par transformateur).

L'enroulement de réaction doit être connecté à l'entrée du tube (entre grille et cathode) de façon que la tension d'entrée de l'élément d'amplification soit déphasée de 180° par rapport à sa tension de sortie. Cela assure un déphasage nul (donc une réaction positive)

entre la tension d'entrée et celle de sortie dans la boucle de réaction lorsque l'élément d'amplification produit un déphasage de 180° environ.

L'enroulement primaire du transformateur de couplage joue en même temps le rôle d'inductance du circuit oscillant LC.

La transmission de la puissance depuis le circuit oscillant à la charge R_{ch} est réalisée par un enroulement secondaire séparé.

Afin d'obtenir un régime énergétique acceptable (réglé par l'angle de passage θ) on introduit dans le circuit de réaction un élément de polarisation automatique comprenant une résistance R_g et un condensateur C_g connectés en parallèle. Cet élément de polarisation,

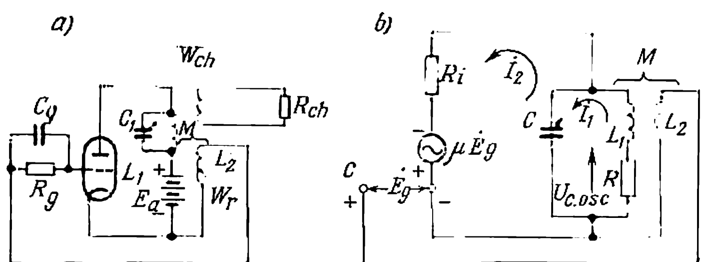


Fig. 3.5. Auto-oscillateur à tube à réaction par transformateur (*a*) et son schéma équivalent (*b*)

ensemble avec l'espace grille-cathode du tube, se comporte comme un redresseur à une alternance dans lequel l'espace grille-cathode remplit les fonctions de soupape. La polarisation est due à la composante continue de la tension de sortie dont la composante alternative est la tension de réaction. L'avantage d'un tel élément de polarisation consiste en ce que durant la période d'auto-excitation la tension de polarisation est faible ce qui facilite l'auto-excitation.

Pour établir la relation entre les paramètres des éléments d'un auto-oscillateur et les coefficients $\dot{K}$ et $\dot{\gamma}$ nous allons nous servir du schéma équivalent construit pour le premier harmonique de courant (fig. 3.5,*b*).

La courbe de courant anodique limitée par le tronçon de sinusoïde à angle de passage θ comprend, en plus du premier harmonique, comme celle d'un générateur à excitation extérieure, des harmoniques supérieurs qui ne sont pas pris en considération.

En liant les tensions dans les circuits oscillants avec les courants $\dot{I}_1$ et $\dot{I}_2$, on obtient le système d'équations suivant:

$$\dot{E}_g - j\omega M \dot{I}_1 = 0, \tag{3.19}$$

$$\mu\dot{E}_g-(R+j\omega L_1)\,\dot{I}_1-R_i\dot{I}_2=0, \qquad (3.20)$$

$$\left(R+j\omega L_1-\frac{j}{\omega C}\right)\dot{I}_1+\frac{j\dot{I}_2}{\omega C}=0, \qquad (3.21)$$

$$-(R+j\omega L_1)\,\dot{I}_1=\dot{U}_{c.\,osc}, \qquad (3.22)$$

où μ est le coefficient d'amplification du tube;
R_i la résistance interne du tube en courant alternatif;
R la résistance ohmique du circuit oscillant à l'aide de laquelle on tient compte non seulement de la perte de puissance dans le circuit mais aussi de la puissance utile transmise à la charge;
$\dot{U}_{c.\,osc}$ la tension aux bornes du circuit oscillant;
M le coefficient d'induction mutuelle des enroulements primaire et secondaire de réaction.

En déterminant de (3.19) et (3.22) les tensions $\dot{E}_g$ et $\dot{U}_{c.\,osc}$ et en prenant leur rapport on trouve le coefficient de transfert de tension par l'élément de réaction:

$$\dot{\gamma}_r=\frac{\dot{E}_g}{\dot{U}_{c.\,osc}}=\frac{j\omega M\dot{I}_1}{-(R+j\omega L_1)\,\dot{I}_1}=\frac{-j\omega M}{R+j\omega L_1}. \qquad (3.23)$$

En résolvant le système des équations (3.20), (3.21) et (3.22) on trouve la tension aux bornes du circuit oscillant:

$$\dot{U}_{c.\,osc}=\frac{-\mu\dot{E}_g\,(R+j\omega L_1)}{R+j\omega L_1+R_i+j\omega CR_i\,(R+j\omega L_1)}.$$

En prenant le rapport de $\dot{U}_{c.\,osc}$ à $\dot{E}_g$ on trouve le gain de l'amplificateur:

$$\dot{K}=\frac{\dot{U}_{c.\,osc}}{\dot{E}_g}=\frac{-S_m}{\frac{1}{R_i}+\frac{1}{R+j\omega L_1}+j\omega C}, \qquad (3.24)$$

où $S_m=\frac{\mu}{R_i}$ est la pente moyenne du tube.

En introduisant dans la formule (3.18b) les valeurs de $\dot{\gamma}_r$ et $\dot{K}$ tirées de (3.23) et (3.24) on obtient une équation complexe (3.18) sous une forme développée:

$$\dot{K}\dot{\gamma}=\frac{-j\omega M}{R+j\omega L_1}\cdot\frac{-S_m}{\frac{1}{R_i}+\frac{1}{R+j\omega L_1}+j\omega C}=1. \qquad (3.25)$$

En y groupant les termes réels et les termes imaginaires, on obtient :

$$\left(\frac{M}{L_1}-\frac{1}{\mu}-\frac{RC}{S_mL_1}\right)+j\left(\frac{R}{\mu\omega L_1}+\frac{1}{\omega L_1S_m}-\frac{\omega C}{S_m}\right)=0. \quad (3.25a)$$

En faisant égale à zéro la somme des termes réels et en introduisant $R_e=\frac{L_1}{RC}$ de (3.12), on obtient :

$$-\frac{M}{L_1}=-\left(\frac{1}{\mu}+\frac{1}{S_mR_e}\right). \quad (3.26)$$

L'égalité trouvée montre comment, pour assurer l'auto-excitation d'un auto-oscillateur, il faut choisir la valeur de $-\frac{M}{L}$ lorsqu'on connaît les paramètres du tube μ, S_m et la résistance équivalente R_e du circuit oscillant.

Lorsque les paramètres du transformateur et du circuit oscillant sont imposés et on choisit le tube, pour assurer l'auto-excitation il faut que la pente moyenne du tube S_m satisfasse à la relation :

$$S_m\geqslant\frac{1}{R_e\left(\frac{M}{L_1}-\frac{1}{\mu}\right)}. \quad (3.26a)$$

La valeur de S_m qui satisfait à l'égalité (3.26a) permet, d'après (3.24), de trouver $K_{cr}=|\dot{K}|$ et ensuite de trouver l'amplitude des oscillations auto-entretenues d'après la caractéristique entrée-sortie de l'étage amplificateur (fig. 3.4,*b*).

On trouve la fréquence des oscillations en faisant égale à zéro la somme des termes imaginaires de la formule (3.25a). On obtient alors :

$$\omega_0^2L_1C=1+\frac{R}{R_i}, \quad (3.27)$$

d'où

$$\omega_0=\sqrt{\frac{1}{L_1C}\left(1+\frac{R}{R_i}\right)}. \quad (3.28)$$

Si $R\ll R_i$, on a

$$\omega_0\simeq\sqrt{\frac{1}{L_1C}}. \quad (3.28a)$$

Cela montre que la fréquence des oscillations permanentes d'un auto-oscillateur est proche de la fréquence propre du circuit oscillant lorsque la valeur de R est petite.

b) *Auto-oscillateurs à transistors de moyenne fréquence*

Nous avons examiné un auto-oscillateur à tube à réaction par transformateur. En pratique on trouve souvent deux autres modes de réaction. On les crée en sectionnant l'une des branches du circuit oscillant et en connectant le point commun des deux sections à la cathode (dans les montages à tubes) ou à l'émetteur (dans les montages à transistors). Avec de tels systèmes de réaction, les schémas des auto-oscillateurs sont appelés schémas à trois points selon le

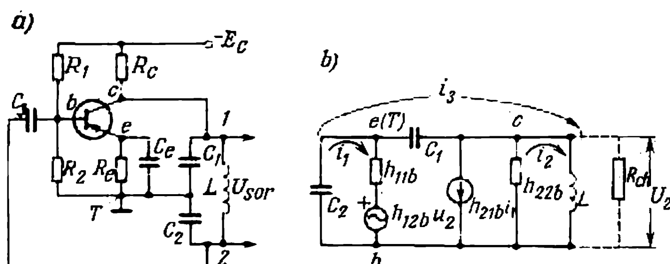


Fig. 3.6. Auto-oscillateur à transistor à couplage capacitif (*a*) et son schéma équivalent (*b*)

nombre des points qui lient le circuit oscillant avec l'élément amplificateur. On réalise les montages à trois points en divisant en sections soit la branche capacitive du circuit (montage à trois points à couplage capacitif) ou en divisant en sections la branche inductive du circuit (montage à trois points à couplage inductif).

Le régime de fonctionnement de ces montages et les relations entre leurs paramètres seront considérés relativement aux auto-oscillateurs à transistors.

Un montage à couplage capacitif (appelé aussi montage Colpitts) est indiqué sur la figure 3.6,*a*.

La polarisation se fait par le diviseur de tension R_1, R_2. Le courant de repos dans le circuit de collecteur dépend de E_c, du courant de base et des résistances de collecteur R_c et d'émetteur R_e. La résistance R_e shuntée par le condensateur C_e assure, comme dans les montages amplificateurs, la stabilisation thermique de l'auto-oscillateur.

Le schéma équivalent de la figure 3.6,*b*, pour les composantes alternatives du courant de l'auto-oscillateur, ne comporte pas de résistances déterminant le régime de repos parce que ces dernières influent peu sur le régime d'auto-oscillations. Le condensateur de découplage C_3 et le condensateur d'émetteur C_e sont également absents dans le schéma car ils sont de grande capacité.

La base du transistor y forme la sortie commune pour le circuit de charge (dont les fonctions sont assurées par le circuit oscillant) et pour la source du signal (injecté par le condensateur de réaction C_2). Pour cette raison le schéma équivalent a été construit pour un montage à base commune. Comme équivalents électriques on a introduit les paramètres h du transistor (voir § 2.3,*b*) ce qui simplifie considérablement le calcul des éléments de montage. L'indice « b » des paramètres montre qu'ils se rapportent au montage à base commune.

En écrivant les équations qui lient les tensions et les courants dans les circuits oscillants (désignés par des flèches sur la figure 3.6,*b*) on a pour le troisième circuit :

$$i_1\left(\frac{1}{j\omega C_2}\right)+i_2(j\omega L)+i_3\left(\frac{1}{j\omega C_2}+\frac{1}{j\omega C_1}+j\omega L\right)=0. \quad (3.29)$$

Pour le premier circuit, vu que $\dot{U}_2=(i_2+i_3)\,j\omega L$, on obtient :

$$i_1\left(\frac{1}{j\omega C_2}+h_{11b}\right)+i_2(h_{12b}j\omega L)+i_3\left(\frac{1}{j\omega C_2}+h_{12b}j\omega L\right)=0. \quad (3.30)$$

Pour le deuxième circuit et la branche contenant le générateur de courant $h_{21}i_1$ on a :

$$i_1\left(\frac{h_{21b}}{h_{22b}}\right)+i_2\left(j\omega L+\frac{1}{h_{22b}}\right)+i_3(j\omega L)=0. \quad (3.31)$$

En exprimant la résistance de charge R_{ch} de l'auto-oscillateur par la conductance $g_{ch}=\frac{1}{R_{ch}}$ et en l'additionnant avec l'admittance de sortie h_{22b}, on obtient :

$$g_{rés}=h_{22b}+g_{ch}.$$

En résolvant les équations (3.29), (3.30) et (3.31) et en faisant égale à zéro la somme de leurs termes imaginaires, on trouve la fréquence circulaire d'oscillations auto-entretenues :

$$\omega^2=\frac{1}{LC}+\frac{g_{rés}}{h_{11b}}\cdot\frac{1}{C_1C_2}, \quad (3.32)$$

où

$$\frac{1}{C}=\frac{1}{C_1}+\frac{1}{C_2}. \quad (3.33)$$

En égalant à zéro la somme des termes réels dans l'équation résultante ($\dot{K}\dot{\beta}=1$) obtenue par la résolution des équations (3.29) à (3.31) on trouve que l'auto-excitation est assurée lorsque

$$\frac{C_1}{C_2}\geqslant h_{11b}g_{rés}. \quad (3.34)$$

Cette condition est valable dans une gamme suffisamment large des variations de h_{21b}.

On peut trouver l'amplitude d'oscillations auto-entretenues d'après K_{cr} de l'expression générale pour K, en tenant compte de (3.34).

Le fait que les oscillations dans un auto-oscillateur dépendent dans une forte mesure des paramètres du circuit oscillant et du transistor (qui peuvent eux-mêmes présenter une certaine dispersion et varier avec la température) ne garantit pas toujours la stabilité voulue des oscillations en amplitude et en fréquence.

La stabilité en fréquence peut être augmentée considérablement lorsqu'on insère dans le circuit de réaction, en série avec la base du transistor, une inductance complémentaire dont la valeur est fournie par l'égalité :

$$L_b = \frac{1}{\omega^2 C_2}\left(1 + \frac{C_1}{C_2}\right). \tag{3.35}$$

Le montage à trois points à couplage inductif de l'auto-oscillateur (montage Hartley) et son schéma équivalent pour les composantes alternatives des courants sont indiqués sur la figure 3.7,*a*

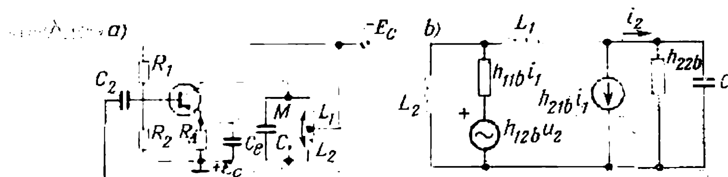


Fig. 3.7. Auto-oscillateur à transistor à couplage inductif (*a*) et son schéma équivalent (*b*)

et *b*. Le point commun des deux sections L_1 et L_2 de l'inductance du circuit oscillant est réuni, par la source de courant continu (qui présente une résistance nulle pour la composante alternative du courant), à l'émetteur. Par rapport aux composantes alternatives le transistor est également monté à base commune.

En faisant une analyse analogue du fonctionnement du montage Hartley en régime permanent on obtient la relation suivante pour la fréquence circulaire d'auto-oscillations :

$$\omega^2 = \frac{1}{C_1(L_1+L_2+2M)-(L_1L_2-M^2)\dfrac{h_{22b}}{h_{11b}}}. \tag{3.36}$$

On tire la valeur minimale du coefficient de transfert de courant h_{21e} (gain en courant) pour laquelle est assurée l'auto-excitation du montage et est déterminée l'amplitude des oscillations auto-entretenues de l'égalité

$$h_{21e} \approx \frac{L_1+M}{L_2+M}. \tag{3.37}$$

Ici le coefficient de transfert de courant est écrit pour le montage à émetteur commun. Cette expression du coefficient de transfert de courant est moins encombrante en comparaison avec l'expression analogue pour un montage à base commune.

Le montage Hartley a l'avantage de permettre un accord et un réglage plus simples mais il n'assure pas la haute stabilité en fréquence propre au montage Colpitts.

c) *Auto-oscillateurs à transistors de basse fréquence*

Dans la gamme de basses fréquences (en ce qui concerne le domaine de l'électronique industrielle) on peut placer les fréquences inférieures à quelques kilohertz.

Les auto-oscillateurs destinés aux basses fréquences sont construits sans circuits oscillants car dans cette gamme les valeurs de L et C du circuit seraient trop grandes.

On assure le régime oscillatoire et la sélectivité de tels auto-oscillateurs en branchant dans le circuit de réaction des quadripôles dont les caractéristiques sont fonction de la fréquence. Dans de tels quadripôles non seulement la forme de la caractéristique amplitude-fréquence est importante mais aussi celle de la caractéristique de phase, car il est indispensable d'assurer un déphasage déterminé entre la tension de l'élément amplificateur et celle de l'élément de réaction.

La fréquence des oscillations en régime permanent pour laquelle on obtient l'amplitude maximale des oscillations et un déphasage requis est appelée fréquence de quasi-résonance.

Si l'élément amplificateur introduit un déphasage de 180° (par exemple, amplificateur à un seul étage utilisant un transistor monté à émetteur commun) l'élément de réaction doit avoir le même déphasage (en avance ou en retard) pour que le déphasage résultant dans la boucle de réaction soit nul ou égal à 360°. Si le déphasage propre de l'élément amplificateur est voisin de zéro (cas d'un amplificateur à deux étages montés à émetteur commun), l'élément de réaction doit avoir un déphasage nul pour la fréquence requise des auto-oscillations.

Examinons d'abord un auto-oscillateur à élément de réaction du premier type (qui assure pour $\omega = \omega_0$ un déphasage d'environ 180°) et ensuite un auto-oscillateur à élément de réaction du deuxième type (dans lequel le déphasage est nul).

La figure 3.8,*a* donne le schéma d'un quadripôle RC du premier type à trois cellules et la figure 3.8,*b* sa caractéristique amplitude-fréquence exprimée pour γ et la caractéristique de phase.

Une seule cellule RC ne pouvant pas assurer un déphasage (avec une valeur acceptable du coefficient de transfert γ) supérieur à 60 ou 70°, afin de créer un déphasage de 180° à la fréquence de quasi-résonance, le quadripôle examiné comporte trois cellules.

Le coefficient de transfert de courant d'un tel quadripôle à la fréquence de quasi-résonance est de $\frac{1}{29}$ comme on le voit sur la figure 3.8,*b*.

Pour assurer l'auto-excitation avec une telle valeur de γ il faut que l'élément amplificateur ait un gain non inférieur à 29.

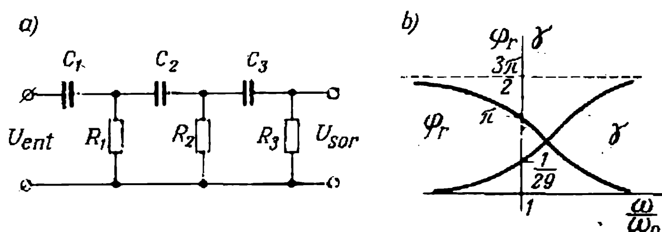


Fig. 3.8. Schéma d'un quadripôle *RC* à trois cellules (*a*) et ses caractéristiques amplitude-fréquence (γ) et de phase (φ_r) (*b*)

Le schéma d'un auto-oscillateur de basse fréquence utilisant un quadripôle à trois cellules dans le circuit de réaction est indiqué sur

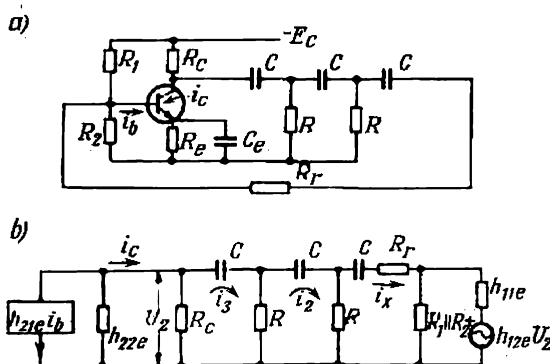


Fig. 3.9. Schéma d'un auto-oscillateur à quadripôle *RC* à trois cellules (*a*) et son schéma équivalent (*b*)

la figure 3.9,*a* et son schéma équivalent sur la figure 3.9,*b*. Le transistor est monté à émetteur commun. Le dernier élément du schéma équivalent comporte la résistance du diviseur de tension dans le circuit de polarisation. Pour pouvoir adopter i_b égal au courant i_x, afin de simplifier le calcul, la valeur réelle du coefficient de transfert de courant h_{21e} qui entre comme facteur dans l'expression du courant de la source dans la partie de gauche du schéma doit être divisée par $\frac{R_1\|R_2}{R_1\|R_2+R_{ent}}$.

La résistance R_r qui relie le quadripôle à l'entrée du montage est choisie de façon à présenter ensemble avec la résistance d'entrée de l'étage amplificateur et la résistance du diviseur une résistance totale R.

En écrivant les équations exprimant la loi de Kirchhoff pour les circuits oscillants et pour les courants marqués sur la figure 3.9,*b* par des flèches, on obtient :

$$(i_3 - i_c) R_c + i_3 \frac{1}{j\omega C} + (i_3 - i_2) R = 0, \tag{3.38}$$

$$(i_2 - i_3) R + i_2 \frac{1}{j\omega C} + (i_2 - i_x) R = 0, \tag{3.39}$$

$$(i_x - i_2) R + i_x \frac{1}{j\omega C} + i_x R = 0, \tag{3.40}$$

$$(i_3 - i_c) R_c = U_2. \tag{3.41}$$

En résolvant ces équations pour déterminer

$$\dot{\gamma} = \frac{\dot{I}_x}{\dot{I}_2} \quad \text{et} \quad \dot{K} = h_{21e}$$

et en utilisant l'expression développée de l'équation principale $\dot{\gamma}\dot{K} = 1$, on obtient d'après la somme de ses composantes imaginaires la fréquence d'oscillations en régime permanent :

$$\omega^2 = \frac{1}{C^2 (6R^2 + 4RR_c)}. \tag{3.42}$$

D'après la somme des composantes réelles on trouve le coefficient de transfert de courant du transistor nécessaire pour l'auto-excitation du montage :

$$h_{21e} = 23 + 29 \frac{R}{R_c} + 4 \frac{R_c}{R}. \tag{3.43}$$

Cette dernière expression a son minimum lorsque $\frac{R_c}{R} = 2{,}7$. Pour ce minimum, $h_{21e} = 45$.

La valeur requise du coefficient de transfert de courant peut être diminuée si l'on augmente le coefficient de transfert de tension dans l'élément de réaction en adoptant en tant que circuit de réaction un quadripôle dont la résistance R augmente de m fois dans chaque cellule suivante et la capacité des condensateurs C diminue du même nombre de fois.

La stabilité du régime de fonctionnement du montage décrit de l'auto-oscillateur augmente considérablement lorsqu'on connecte l'élément de réaction (dont l'impédance d'entrée varie avec la fréquence) non pas directement à la sortie du premier étage amplificateur monté à émetteur commun mais au moyen d'un étage intermédiaire — un amplificateur à émetteur asservi. Le premier étage est alors chargé

par une grande impédance d'entrée de l'amplificateur à émetteur asservi ce qui diminue l'influence de la fréquence sur son régime de fonctionnement.

Comme quadripôle qui assure, pour une certaine fréquence intermédiaire ω_0, un déphasage nul, on utilise souvent un pont de Wien

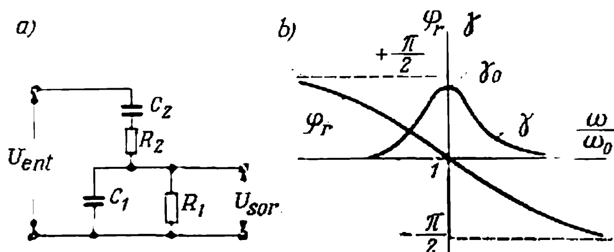


Fig. 3.10. Schéma d'un pont de Wien réduit (*a*) et ses caractéristiques amplitude-fréquence (γ_r) et de phase (φ_r) (*b*)

réduit dont le schéma est indiqué sur la figure 3.10,*a* et les caractéristiques d'amplitude et de phase sur la figure 3,10,*b*.

Selon le mode de branchement un tel pont peut fournir une réaction positive ou négative.

Dans un auto-oscillateur à deux étages (fig. 3.11,*a*) qui comporte une réaction positive et une réaction négative afin d'augmenter la

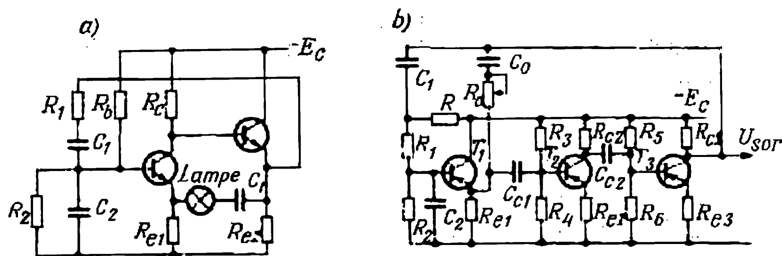


Fig. 3.11. Schéma d'un auto-oscillateur à deux étages dans lequel la réaction positive est assurée par un circuit à lampe d'incandescence et la réaction négative par un pont de Wien réduit (*a*) ; schéma d'un auto-oscillateur à trois étages où la réaction positive est assurée par un pont de Wien et la réaction négative par une cellule R_0C_0 (*b*)

stabilité, le pont de Wien réduit (combinaison de R_1 et C_1 en série avec R_2 et C_2 en parallèle) joue le rôle d'un élément de réaction négative. Sa tension de sortie est en opposition de phase avec la tension d'entrée et la valeur de γ est minimale pour la fréquence de quasi-résonance ω_0.

La réaction positive est fournie par un circuit réunissant les émetteurs des deux étages. Ce circuit comporte une lampe d'incandescence LI mise en série avec un condensateur de grande capacité C.

La réaction positive limite l'amplitude des oscillations de sortie de l'oscillateur. On y arrive grâce au fait qu'avec l'accroissement de l'amplitude de courant la résistance du filament de la lampe augmente. Cela provoque un affaiblissement de la réaction positive et la limitation de l'accroissement de l'amplitude des oscillations.

Pour la fréquence de quasi-résonance ω_0, le coefficient résultant de transfert de courant (de tension) est maximal puisque pour cette fréquence le coefficient négatif de transfert de courant est voisin de zéro.

L'introduction de la réaction négative augmente considérablement la stabilité en fréquence du régime d'oscillations. La stabilité est maximale à la fréquence ω_0, or, tout écart de ω_0 se traduit par une diminution du gain globale des cellules de réaction, diminution d'autant plus considérable que l'écart est important.

La figure 3.11,*b* montre une autre variante du schéma d'un auto-oscillateur comportant les deux genres de réaction. On utilise un pont de Wien comme réaction positive et un circuit R_0C_0 à condensateur C_0 de grande capacité comme réaction négative.

L'élément amplificateur dans l'auto-oscillateur est présenté par deux étages à transistors T_2 et T_3 montés à émetteur commun et un amplificateur à émetteur asservi à transistor T_1 qui est l'étage d'entrée. A ce dernier sont fournis les deux signaux de réaction.

Le branchement du pont de Wien par l'intermédiaire d'un amplificateur à émetteur asservi présentant une grande impédance d'entrée prévient la charge du pont par un courant notable et permet donc de réduire au minimum la distorsion de ses caractéristiques d'amplitude et de phase.

L'introduction de la réaction négative améliore la stabilité en amplitude des oscillations produites.

§ 3.4. Auto-oscillateurs d'impulsions (oscillateurs bloqués)

Pour commander les formateurs et autres dispositifs électroniques il faut souvent disposer d'impulsions de forme rectangulaire ou pointue de durée t_i et de facteur de forme q différents. Ce dernier est déterminé par le rapport de la période de répétition des impulsions $T = t_p + t_i$ à la largeur de l'impulsion t_i.

Comme formateurs d'impulsions on utilise souvent des auto-oscillateurs d'impulsions à réaction par transformateur (fig. 3.12,*a*) appelés également oscillateurs bloqués.

D'après les éléments qui déterminent l'époque de formation d'im-

pulsions et de pauses on distingue deux modifications d'oscillateurs bloqués. Dans le premier cas l'époque de formation est déterminée par un condensateur inséré dans le circuit de réaction et dans le second, par le temps d'inversion de l'aimantation du noyau d'un transformateur fonctionnant en régime de saturation.

Les oscillateurs bloqués à condensateur dans le circuit de réaction peuvent fonctionner en régime d'auto-oscillations en produisant

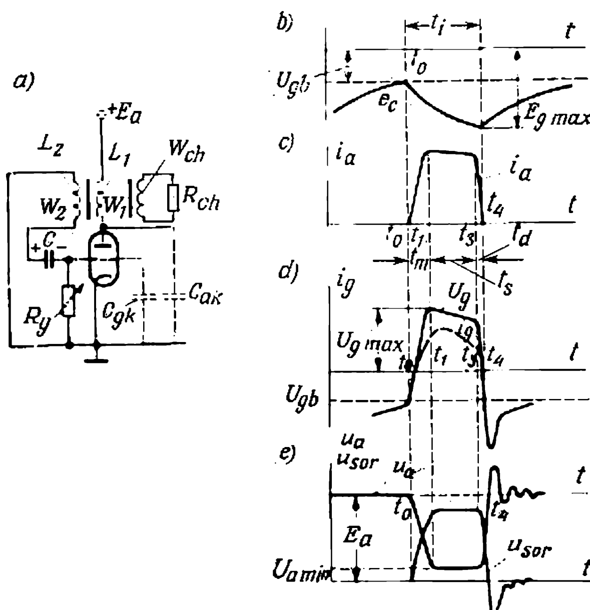


Fig. 3.12. Schéma d'un oscillateur bloqué à tube (*a*); diagrammes temporels illustrant son fonctionnement (*b* à *e*)

des impulsions se répétant périodiquement ou être déclenchés par un signal extérieur en délivrant des impulsions isolées dont le début de formation est déterminé par ce signal extérieur. Les oscillateurs bloqués à formation d'impulsions par transformateur fonctionnent généralement à déclenchement extérieur.

Les deux modifications d'oscillateurs bloqués sont construites avec des tubes et avec des transistors.

Examinons d'abord un oscillateur bloqué à tube avec formation d'impulsions par condensateur et ensuite deux oscillateurs à transistors, l'un avec formation des durées d'impulsions et de pauses par condensateur et l'autre, par transformateur.

a) Oscillateur bloqué à tube avec formation d'impulsions par condensateur

La figure 3.12,*a* donne le schéma d'un oscillateur bloqué à tube où l'époque de formation d'impulsions est déterminée par un condensateur. Son régime de fonctionnement est illustré par les diagrammes des tensions et des courants de la figure 3.12,*b-e*.

Le tube est mis en série avec le primaire du transformateur et la source d'alimentation E_a. L'un des secondaires du transformateur est relié à la résistance de charge R_{ch} tandis que l'autre fournit la tension de réaction à la grille du tube. Le circuit de réaction comporte le condensateur de grille C et la résistance R_g qui shunte l'entrée du tube du côté de la grille.

Sur la figure 3.12,*a* sont également montrées les capacités interélectrodes du tube: grille-cathode C_{gk} et anode-cathode C_{ak} qui exercent une influence notable sur le régime de fonctionnement de l'oscillateur.

Comme on le voit de la figure 3.12,*c*, la forme de l'impulsion de courant passant par le tube est sensiblement rectangulaire. En choisissant convenablement les paramètres des éléments du montage de l'oscillateur bloqué on peut faire varier dans de larges limites la durée d'impulsions t_1 (de quelques dixièmes de microseconde à quelques centaines de microsecondes) ainsi que la durée de pauses $T - t_1$ et donc le facteur de forme q, celui-ci étant compris entre 50 et 1000.

La différence principale de fonctionnement de l'oscillateur d'impulsions considéré et d'un auto-oscillateur de signaux sinusoïdaux réside dans ce que la réaction agit de façon active non pas pendant tout le temps où le tube est conducteur mais surtout durant les fractions de la période où la formation des fronts avant et arrière de l'impulsion a lieu. L'inductance de dispersion L_2 du secondaire du transformateur et la capacité du condensateur C constituant le circuit oscillant de grille de l'oscillateur bloqué sont faibles. Pour cette raison, la fréquence de résonance de ce circuit est de beaucoup supérieure à la fréquence de répétition d'impulsions produites.

Avec des paramètres satisfaisant à l'inégalité (3.18) pendant la formation des fronts avant et arrière de l'impulsion a lieu une variation tellement rapide, à amplification mutuelle, du courant d'anode et de la tension de grille (appelée processus de blocage) que les durées des fronts avant et arrière sont très petites.

Examinons le déroulement des processus de blocage et de formation d'une impulsion dans ses trois étapes principales qui correspondent aux trois portions de la courbe d'impulsion de courant.

Le déblocage du tube a lieu à l'instant t_0 (fig. 3.12,*b*) lorsque la courbe de tension e_C au condensateur C qui se décharge dans la résistance R_g coupe la courbe de tension de blocage U_{gb} du tube

représentée sur la figure 3.12,*b*, pour simplifier les choses, sous forme d'une droite en pointillé parallèle à l'axe des abscisses.

Avec le déblocage du tube commence un processus de blocage direct caractérisé par l'accroissement en avalanche du courant d'anode et de la tension de grille qui agissent l'un sur l'autre (fig. 3.12,*c* et *d*).

Le coefficient total de transfert de tension dans la boucle d'autooscillation doit satisfaire à l'inégalité (3.18). Etant donné que le gain K de l'étage est égal à SR_e (où S est la pente du tube et R_e la résistance équivalente des résistances R_{ch}, R_g et R_i mises en parallèle et ramenées au circuit anodique du tube et de la résistance r_{gk} de l'intervalle grille-cathode) et que le coefficient de transfert de tension du circuit de réaction $\gamma_r = \frac{w_2}{w_1}$, le développement du processus de blocage direct est déterminé par la relation:

$$SR_e \frac{w_2}{w_1} > 1. \tag{3.44}$$

Pour un oscillateur bloqué produisant des impulsions courtes le rapport de transformation $\frac{w_2}{w_1}$ est généralement choisi entre 0,2 et 0,35. Dans ce cas la valeur numérique du produit des deux autres grandeurs dans le premier membre de l'inégalité (3.44) doit être de beaucoup supérieure à l'unité. Avec un tel rapport des paramètres, le processus de blocage direct se développe, comme nous l'avons déjà indiqué, tellement vite (si l'inductance de dispersion des enroulements du transformateur est petite), qu'on peut considérer que le temps de montée (front avant) de l'impulsion est pratiquement limité seulement par le temps nécessaire pour charger la capacité parasite C_{gk} (grille-cathode) du tube et décharger la capacité C_{ak} (anode-cathode).

Etant donné que le courant de décharge de la capacité C_{ak} dans le circuit de grille du tube a le même signe que le courant de charge de la capacité C_{gk} et que la résistance ohmique équivalente du circuit de grille peut être considérée égale à $\frac{U_{g\,max}}{I_{g\,max}}$ et en admettant que le temps de charge du condensateur peut être pris égal à peu près à deux constantes de temps du circuit de charge, on peut écrire pour le front avant (la montée) de l'impulsion l'égalité approchée:

$$t_m \cong 2\frac{U_{g\,max}}{I_{g\,max}}(C_{gk}+C'_{ak}), \tag{3.45}$$

où C'_{ak} est la capacité anode-cathode rapportée par le carré du rapport de transformation au circuit grille-cathode.

Vers la fin du front avant de l'impulsion, le courant d'anode, après le passage sur la portion de faible montée de la caractéristique

dynamique d'anode, atteint à un certain point de celle-ci sa valeur maximale (fig. 3.12,*c*). A cette valeur correspond une valeur maximale de la tension de la grille $U_{g\ max}$ (fig. 3.12,*d*) et une valeur minimale de la tension entre l'anode et la cathode. Ainsi s'achève la formation du front avant de l'impulsion.

Elle est suivie d'une étape caractérisée par une faible variation du courant d'anode ainsi que des tensions d'anode et de grille et qui détermine le sommet de l'impulsion.

Durant la deuxième étape de formation de l'impulsion la tension aux bornes du primaire du transformateur est

$$u_1 = E_a - u_{a\ min}. \tag{3.46}$$

Elle reste à peu près constante, $u_{a\ min}$ ne variant presque pas tant que le point de travail se déplace suivant la portion à faible pente de la caractéristique d'anode.

Pour $u_1 \approx$ const le courant d'aimantation i_μ traversant le primaire du transformateur (en plus du courant de charge et du courant de réaction) continue à croître de façon presque linéaire (jusqu'au passage au régime de saturation) en maintenant constante la variation $\frac{d\Phi}{dt}$ et, par conséquent, les f.é.m. induites dans l'enroulement primaire de réaction et dans la charge. Sous l'action de la f.é.m. induite dans l'enroulement de réaction le circuit de grille est traversé par un courant de grille de même sens que dans l'étape de formation du front avant et le condensateur de grille C se charge. L'accroissement de la tension opposée aux bornes du condensateur pendant la charge de ce dernier provoque un affaiblissement continu du courant de grille et de la tension entre grille et cathode du tube.

La diminution progressive de la tension positive u_g de grille et, par conséquent, la diminution du courant d'anode continuent jusqu'au moment où le point de travail sur la caractéristique d'anode du tube passe de la partie faiblement inclinée à la partie fortement tombante. Cela détermine la limite droite du sommet de l'impulsion.

D'après la durée de charge du condensateur de U_{gb} jusqu'à $E_{g\ max}$ (fig. 3.12,*b*) on peut trouver la valeur approchée de la durée t_i de l'impulsion, en admettant comme précédemment que le temps total de charge est égal à environ deux constantes de temps du circuit de charge:

$$t_i \approx 2\,\frac{E_{g\ max} - U_{gb}}{I_{g\ max}}\,C. \tag{3.47}$$

Avec le passage à la partie fortement tombante de la caractéristique d'anode, un processus de blocage inverse se développe qui provoque une diminution rapide du courant d'anode jusqu'à zéro (étape appelée descente de l'impulsion) et de la tension de grille

jusqu'à U_{gb}. A l'instant où le courant d'anode tombe à zéro la tension aux bornes du condensateur de grille atteint la valeur de U_{gb}.

Durant la courte étape du processus de blocage inverse l'énergie accumulée dans le champ magnétique du transformateur n'est pas dépensée entièrement et, pour cette raison, une diminution rapide de l'énergie continue après le blocage du tube. Cela provoque l'induction de tensions dans tous les enroulements couplés par induction au noyau du transformateur. Ces tensions sont généralement appelées sauts ou dépassements. Comme on le voit sur la figure 3.12,*e*, le saut dans le circuit anodique est positif tandis que dans les circuits de charge et de grille il est négatif.

Les sauts diminuent progressivement et les tensions respectives atteignent leurs valeurs nominales avant la fin de la pause $t_p = T - t_i$ entre les impulsions.

On peut trouver la durée de la pause $T - t_i$ lorsque le tube est bloqué en partant du temps de décharge du condensateur C dans la résistance R_g. Durant la pause la tension aux bornes du condensateur diminue en passant de $E_{g\,max}$ à U_{gb}. Pour cette raison

$$T - t_i = t_p \approx R_g C \ln \frac{E_{g\,max} - U_{gb}}{U_{gb}} \qquad (3.48)$$

On peut faire varier la durée de l'impulsion par changement de la capacité du condensateur C tandis que le passage aux autres valeurs de $T - t_i$ est réalisé par variation de la résistance R_g.

Lorsqu'un oscillateur bloqué à tube fonctionne à déclenchement on polarise la grille négativement pour bloquer le tube. Ce dernier est débloqué par une impulsion positive injectée dans le circuit de grille.

b) Oscillateur bloqué à transistor avec formation d'impulsions par condensateur

En principe, le schéma d'un oscillateur d'impulsions à transistor indiqué sur la figure 3.13,*a* ne diffère pas du schéma d'un oscillateur à tube (fig. 3.12,*a*). La réaction entre le collecteur et la base du transistor est réalisée par l'un des enroulements secondaires du transformateur. Ce circuit comprend également le condensateur de couplage C_c et la résistance R_b qui shunte l'entrée du transistor.

Le transistor est bloqué tant que le potentiel de sa base est positif (par rapport à l'émetteur). Lorsque ce potentiel à la fin de la décharge du condensateur tombe à zéro (instant t_0) le transistor se débloque et le processus de blocage direct s'amorce. Son développement caractérisé d'une croissance interdépendante du courant de base et du courant de collecteur n'est possible que lorsque l'inégalité (3.18) est satisfaite. Dans le schéma considéré elle s'écrit

comme suit:

$$\frac{\beta}{n_b} \frac{R_{ch}}{R_{ch}+\frac{n_{ch}^2}{n_b^2} R_b} > 1, \tag{3.49}$$

où $n_b = \frac{w_b}{w_c}$ et $n_{ch} = \frac{w_{ch}}{w_c}$ sont les rapports de transformation du circuit de base et du circuit de charge et β est le coefficient de transfert de courant pour le montage à émetteur commun.

Le rapport de transformation $n_b = \frac{w_b}{w_c}$ qui détermine le coefficient de transfert de tension γ_r par l'élément de réaction a un optimum qui correspond au développement le plus rapide du processus de blocage direct (formation du front avant de l'impulsion) lorsqu'il satisfait à l'égalité:

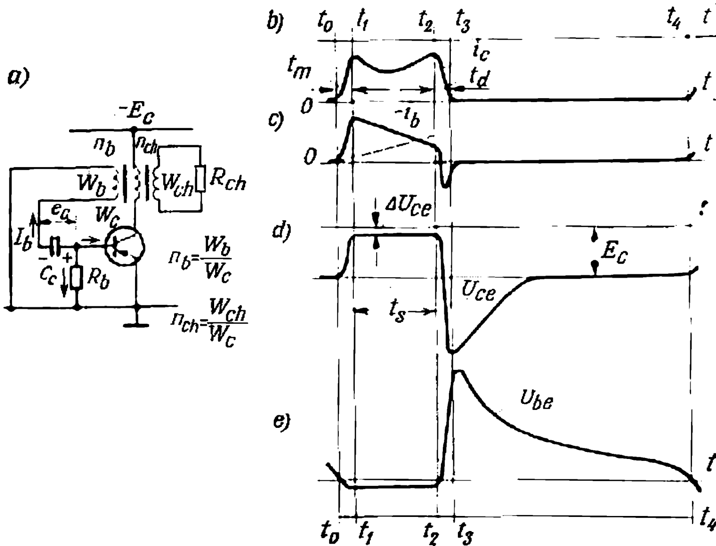


Fig. 3.13. Schéma d'un oscillateur bloqué à transistor (*a*); diagrammes temporels illustrant son fonctionnement (*b* à *e*)

$$n_{b.\,opt} = \sqrt{\frac{n_{ch}^2 R_{ch}}{R_b}}. \tag{3.50}$$

Le processus de blocage direct continue tant que le transistor n'entre pas en régime de saturation. L'instant d'entrée en régime de saturation correspond à la fin du front avant de l'impulsion et au premier maximum du courant de collecteur (fig. 3.5,*b*).

Le temps de montée (la durée du front avant) est donné par l'expression suivante:

$$t_m = 4{,}6\,\frac{n_{b.\,opt}}{\omega_\alpha}, \qquad (3.51)$$

où ω_α est la pulsation limite du transistor dans le montage à base commune.

A l'étape suivante de formation qui correspond au sommet de l'impulsion t_s le courant de collecteur peut soit passer par un minimum (fig. 3.13,*b*), soit augmenter ou diminuer de façon continue. Son allure dépend de la vitesse avec laquelle le courant de base diminue et le courant d'aimantation passant par le primaire du transformateur et le circuit de collecteur du transistor croît (fig. 3.13,*c*). La variation des deux grandeurs suit la variation dans le temps de la tension aux bornes du primaire du transformateur.

Etant donné que pendant le temps que dure le sommet de l'impulsion le transistor se trouve en régime de saturation (par suite de l'existence d'une charge excédentaire dans la base), la chute de tension ΔU_{ce} dans le transistor est petite (fig. 3.13,*d*) et reste constante. Pour cette raison, la tension aux bornes de l'enroulement primaire $U_1 = E_c - \Delta U_{ce}$ reste aussi invariable.

Le courant d'aimantation i_μ (l'une des trois composantes du courant de collecteur) augmente dans ce cas (avant de passer au régime de saturation) de façon linéaire (droite en pointillé sur la figure 3.13,*c*). La deuxième composante de courant i'_r transmise dans l'enroulement de réaction diminue suivant une loi proche d'une loi exponentielle avec la charge du condensateur. Enfin, la troisième composante de charge i'_{ch} faisant partie du courant de collecteur reste constante en ce régime.

Pour les montages les plus répandus des oscillateurs bloqués la diminution de la composante i'_r au commencement de l'étape de formation du sommet de l'impulsion n'est pas compensée par le courant d'aimantation qui croît. Pour cette raison, le courant i_c diminue d'abord mais la situation change durant la deuxième moitié de cette étape, lorsque le courant d'aimantation i_μ devient supérieur à i'_r. Cela explique l'apparition d'un minimum sur la courbe du courant de collecteur de la figure 3.13,*b*.

La limite droite du sommet de l'impulsion est déterminée par la sortie du transistor du régime de saturation par suite d'une diminution du nombre de charges entrant dans la base par sa sortie extérieure et d'un accroissement du nombre de charges emportées par le courant croissant de collecteur.

La durée du sommet de l'impulsion dépend de la relation entre la constante de temps du circuit de base $\tau_b = r_b C$ et la durée de vie des porteurs dans la base τ_p.

Lorsque $r_b C \gg \tau_p$ la durée du sommet de l'impulsion est

$$t_s = \frac{L\left(\frac{\beta' n_b}{R_b} - \frac{n_{ch}^2}{R_{ch}}\right)}{1 + \frac{L}{C} \cdot \frac{\beta' n_b}{R_b^2}}, \tag{3.52}$$

où

$$\beta' = \beta - n_b \approx \beta.$$

Si $RC \ll \tau_p$, on a

$$t_s = \frac{1 - \frac{\tau_\alpha}{n_b} \cdot \frac{n_{ch}^2}{CR_{ch}}}{\frac{1}{\tau_p} + \frac{\tau_\alpha}{LC}}. \tag{3.52a}$$

A la fin du sommet de l'impulsion un processus de blocage inverse prend naissance qui se traduit par une diminution en avalanche du courant de collecteur tombant à zéro (fig. 3.13,*b*). A cette époque le courant de base change de sens (fig. 3.13,*c*), ce qui accélère la baisse du courant de collecteur jusqu'à zéro. Pratiquement la durée du front arrière de l'impulsion (temps de descente) diffère peu de la durée du front avant (temps de montée).

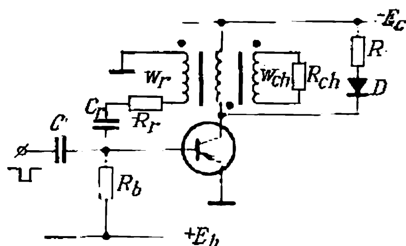


Fig. 3.14. Schéma d'un oscillateur bloqué avec un circuit *RD* limitant la valeur des sauts de tension

Puisque l'énergie accumulée dans le champ magnétique du transformateur n'est pas dépensée entièrement vers la fin de l'impulsion, le flux magnétique traversant le noyau du transformateur et qui diminue rapidement après le blocage du transistor induit de fortes tensions (sauts de tension) dans les enroulements qui lui sont couplés.

Les différentes vitesses de diminution des sauts dans les circuits de collecteur et de base pendant la pause entre les impulsions s'expliquent par les constantes de temps différentes de ces circuits.

On peut limiter la valeur du saut en reliant le collecteur du transistor au pôle négatif de la source d'alimentation par une diode *D* et une résistance ohmique *R* (fig. 3.14). Dans le montage de l'oscillateur bloqué fonctionnant en régime d'auto-oscillations (fig. 3.13,*a*) le transistor se débloque lorsque la tension de base tombe à zéro (fig. 3.13,*e*). Cela détermine la durée de la pause et la fréquence maximale réalisable d'auto-oscillations.

La durée de la pause est donnée par l'égalité:

$$t_p = R_b C \ln \left(1 + \frac{U_{C\,max}}{I_{c0} R_b}\right), \tag{3.53}$$

où $U_{C\,max}$ est la valeur maximale de tension aux bornes du condensateur C à l'instant de blocage du transistor;
I_{c0} le courant thermique passant par le circuit de base et de collecteur, le transistor étant bloqué.

Si l'oscillateur bloqué doit fonctionner en régime de déclenchement, on polarise positivement la base du transistor (fig. 3.14). Dans ce cas l'oscillateur est débloqué par une impulsion négative de déclenchement injectée à travers le condensateur de déclenchement C.

Une impulsion de déclenchement suivante ne peut pas être injectée dans la base avant le blocage du transistor par la tension de polarisation positive.

c) Oscillateur bloqué à transistor avec formation d'impulsions par transformateur

La durée des impulsions produites par un oscillateur bloqué peut être augmentée considérablement (depuis quelques dixièmes de milliseconde à quelques dizaines de millisecondes) et le courant à la sortie peut être augmenté (de quelques dizaines de milliampères à un ampère) lorsqu'on utilise comme élément principal, commandant la durée des impulsions et des pauses, un transformateur à saturation placé dans le circuit de collecteur du transistor (fig. 3.15,*a*).

Le noyau du transformateur est choisi à boucle d'aimantation sensiblement rectangulaire (fig. 3.15,*b*).

En abscisses de la figure 3.15,*b* est portée l'intensité H du champ magnétique proportionnelle aux ampères-tours spécifiques (f.m.) ou au courant d'aimantation i_μ et en ordonnées l'induction magnétique B à laquelle est proportionnel le flux magnétique $\Phi = BS$ passant par le noyau du transformateur (S étant la section du noyau du transformateur).

Lorsque le point de travail M (t) se déplace suivant les portions presque horizontales de la boucle d'hystérésis le courant d'aimantation augmente rapidement en grandeur (si le circuit ne comporte pas d'autres éléments à inertie). Lors du déplacement du point de travail sur les portions presque verticales de la boucle d'hystérésis, le courant d'aimantation varie peu en grandeur et la vitesse d'accroissement du flux magnétique qui lui correspond est limitée par la tension induite par le flux magnétique (tension « transformée »). Cette tension est inférieure à la tension totale appliquée à l'enroulement d'aimanta-

tion de la valeur de la chute ohmique dans l'enroulement et dans d'autres éléments existants dans le circuit de cet enroulement.

L'inversion d'aimantation se fait dans le temps déterminé par le retard dans les variations d'aimantation par rapport aux variations du champ magnétisant.

L'état magnétique initial du noyau du transformateur est imposé par la force magnétisante, c'est-à-dire par les ampères-tours de préaimantation de l'enroulement w_p dont les fonctions sont assurées par l'un des enroulements secondaires du transformateur. Deux autres enroulements secondaires remplissent les fonctions de l'enroulement de charge (w_{ch}) et de l'enroulement de réaction dans le circuit de base (w_b).

La valeur et le sens du courant dans l'enroulement de magnétisation initiale sont choisis de façon que le point de travail $M(t_0)$ à l'instant initial se trouve sur la branche horizontale inférieure de la courbe d'aimantation (fig. 3.15,*b*).

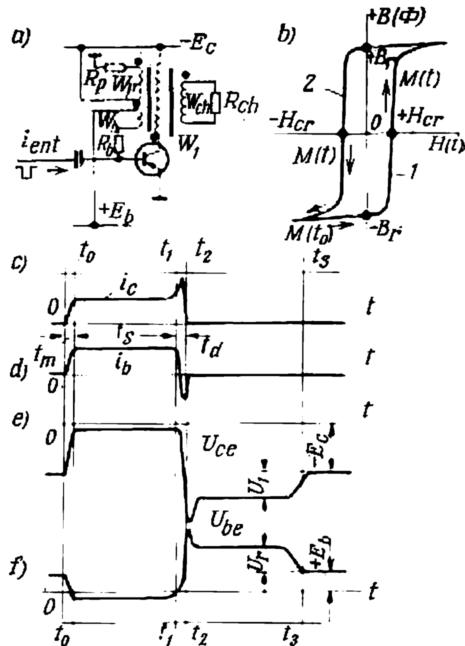


Fig. 3.15. Oscillateur bloqué avec un transformateur à saturation (*a*), boucle d'aimantation du noyau (*b*), diagrammes temporels illustrant le fonctionnement de l'oscillateur bloqué (*c* à *f*)

Le régime de fonctionnement de l'oscillateur bloqué considéré est illustré par les diagrammes de la figure 3.15,*c* à *f*.

A l'instant initial l'oscillateur est bloqué par la tension de polarisation positive E_b.

Avec l'arrivée de l'impulsion négative de déclenchement à la base, le transistor est débloqué et dans le circuit de collecteur apparaît un courant. Ce courant croît d'abord rapidement puisque l'inductance de l'enroulement du transformateur durant le déplacement du point de travail sur la branche inférieure horizontale de la courbe d'aimantation est très petite.

Le courant croissant de collecteur i_c comprend, comme dans les montages à formation d'impulsions par condensateur, trois composantes: le courant d'aimantation i_μ, la composante de charge i'_{ch}

et la composante de base (courant de réaction) i'_b ramenée à l'enroulement primaire w_1.

La composante d'aimantation i_μ dont le sens est opposé à celui du courant de préaimantation i_p (du point de vue d'action magnétique) affaiblit d'abord la force magnétisante résultante du noyau du transformateur et ensuite, après que le point de travail (fig. 3.15,*b*) qui se déplace toujours sur la branche inférieure de la courbe franchisse l'axe des ordonnées, magnétise le noyau du transformateur dans le sens opposé.

L'accroissement du courant d'aimantation i_μ continue jusqu'à la valeur de i_{cr} pour laquelle a lieu lè passage sur la branche de droite verticale de la courbe d'aimantation.

Simultanément avec l'accroissement de i_μ, des forces électromotrices sont induites et les courants augmentent dans les enroulements de base w_b et de charge w_{ch} du transformateur.

L'accroissement simultané du courant de base et du courant de collecteur déclenche dans le transistor un processus de blocage direct. Ce processus s'achève lorsque le transistor se trouve saturé, ce qui a lieu avant ou bien lors du passage du point de travail sur la branche verticale de la courbe d'aimantation.

Au processus de réaimantation de $-B_r$ à $+B_r$ correspond le sommet de l'impulsion. Ce sommet est presque plan car toutes les trois composantes du courant de collecteur (le courant d'aimantation i_μ, la composante de charge i'_{ch} et la composante de courant transmise dans le circuit de base i'_b) conservent une valeur presque constante durant le sommet de l'impulsion.

La constance de i_μ découle de ce que le point de travail $M(t)$ se déplace sur la branche verticale (montante) de la courbe d'aimantation (fig. 3.15,*b*). La constance de deux autres composantes i'_{ch}, i'_b s'explique par l'invariabilité de la tension U_{tr} aux bornes de l'enroulement primaire du transformateur. Si l'on néglige la chute ohmique dans l'enroulement primaire du transformateur, cette tension est $U_{tr} = E_c - \Delta U_{ce}$. L'invariabilité de U_{tr} détermine la vitesse constante de variation du flux magnétique dans le noyau du transformateur et la constance des tensions U'_{ch} et U'_r dans les circuits de charge et de réaction.

La durée du sommet de l'impulsion est déterminée par le temps pendant lequel l'induction dans le noyau du transformateur passe de sa valeur maximale négative $-B_r$ à la valeur maximale positive $+B_r$ (intervalle $t_0 - t_1$ sur la figure 3.15,*c*) et est donnée par l'expression :

$$t_s = \frac{2B_r S w_1}{U_{tr}} \cdot 10^{-8} \text{ [s]}. \qquad (3.54)$$

Lorsqu'on choisit les paramètres du transformateur B_r, S et w d'après le poids et les dimensions minimaux il résulte de la formule

(3.54) que la durée d'impulsion t_i est pratiquement déterminée par la valeur de la tension d'alimentation de l'oscillateur bloqué E_c qui est proche de U_{tr}.

Après avoir atteint à l'instant t_1 (fig. 3.15,*c*) la valeur positive maximale de l'induction ($+B_r$), le point de travail quitte la branche verticale de la courbe d'aimantation pour passer à la branche supérieure horizontale en se déplaçant suivant cette dernière vers la droite. Le flux magnétique garde alors une valeur presque constante et, pour cette raison, le courant d'aimantation i_μ et le courant de collecteur i_c augmentent rapidement. L'accroissement du courant de collecteur (fig. 3.15,*c*) se poursuit jusqu'au moment où le transistor sort du régime de saturation (portion de montée de i_c dans l'intervalle $t_1 - t_2$).

A cette époque la chute de tension dans le transistor augmente, ce qui provoque une diminution de la tension « transformée » U_{tr} et du courant dans l'enroulement de base. Ainsi commence le processus de blocage inverse.

En diminuant rapidement, le courant de base passe des valeurs négatives aux valeurs positives (fig. 3.15,*d*) maintenues par la polarisation positive $+E_b$. Le courant de base positif (qui est un courant inverse) contribue à la résorption rapide des charges dans la base et au blocage du transistor. Le courant résiduel passant par les circuits de base et de collecteur après le blocage du transistor correspond au courant thermique I_{c0} (dans un montage à base commune). Sur les diagrammes de la figure 3.15,*c* et *d* ce courant n'est pas indiqué.

La durée de la baisse du courant jusqu'à I_{c0} (front arrière de l'impulsion) est à peu près la même que celle du front avant.

Vu que les temps de montée et de descente du montage indiqué sont très petits devant la durée du sommet t_s, cette dernière, calculée d'après la formule (3.54), peut être considérée égale à la durée totale de l'impulsion t_i avec une précision suffisamment élevée.

Lors de la baisse du courant de collecteur de sa valeur maximale jusqu'à zéro, simultanément avec les deux autres composantes du courant i'_{ch} et i'_b diminue la composante d'aimantation du courant dans l'enroulement primaire du transformateur.

Au cours de cette diminution le point de travail M (t) se déplace depuis la limite droite de la branche horizontale supérieure de la courbe d'aimantation vers la gauche dans la direction de $-H_{cr}$. Durant cette étape, la force magnétisante, créée par le courant dans l'enroulement w_p et agissant en opposition avec la force magnétisante due à i_μ, commence à dépasser cette dernière après le passage par le point de travail M (t) de l'axe de symétrie de la courbe d'aimantation (fig. 3.15,*b*). Cela signifie que l'aimantation du noyau sera assurée dès lors par le courant i_p.

Le sens du flux magnétique dans le noyau du transformateur change alors. Après la diminution jusqu'à zéro des courants i_c et

i_b, la variation du flux magnétique dans le temps ne dépend que du courant i_p.

Au début, avant l'arrivée du point de travail $M(t)$ à la valeur de $-H_{cr}$, le courant i_p dans l'enroulement de préaimantation augmente rapidement et ensuite, lorsque le point de travail passe sur la branche verticale gauche de la courbe d'aimantation, la vitesse de diminution du flux magnétique devient constante, car avant que l'induction atteigne la valeur proche de $-B_r$, cette vitesse est déterminée par la valeur constante de la tension « transformée » dans l'enroulement w_1.

A une telle variation du flux magnétique correspond d'abord un saut de tension sur les portions transitoires des courbes de U_{ce} et U_{be} (fig. 3.15,*e* et *f*) et ensuite les valeurs établies de ces tensions.

Dans l'enroulement de préaimantation la tension « transformée » est

$$U_{tr} = E_c - I_p R_p, \tag{3.55}$$

où I_p est le courant permanent dans l'enroulement w_p, et R_p la résistance de ce dernier. Ce courant est donné par l'expression :

$$I_p = \frac{1}{w_p} \cdot \frac{H_{cr} l}{1{,}26}.$$

Ici l est la longueur moyenne des lignes de force magnétiques.

Lorsque l'induction dans le noyau atteint les valeurs proches de $-B_r$, le point de travail passe aux portions à faible pente de la courbe d'aimantation, ce qui fait que les tensions induites dans les enroulements w_1 et w_b baissent assez rapidement jusqu'à zéro et, pour cette raison, les tensions U_{ce} et U_{cb} deviennent égales aux tensions d'alimentation $-E_c$ et $+E_b$ respectivement

Ainsi s'achève l'étape de blocage des transistors qui peut être appelée étape de rétablissement de l'état initial.

La durée totale de rétablissement, y compris le temps de rétablissement des valeurs initiales des tensions U_{ce} et U_{be} (intervalle $t_2 - t_3$ sur la figure 3.15,*e* et *f*), lorsqu'une certaine partie du courant de préaimantation est transformée dans le circuit de charge, est donnée par la formule analogue à (3.54) :

$$t_{rét} = \frac{2B_r S w_p \cdot 10^{-8}}{E_c - I_p R_p} \left(1 + \frac{R_p}{R''_{ch}}\right), \tag{3.56}$$

où R''_{ch} est la résistance de charge ramenée à l'enroulement de préaimantation.

Dans le montage considéré, comme dans d'autres montages d'oscillateurs bloqués, l'impulsion de déclenchement ne peut être envoyée qu'après le rétablissement de l'état initial. Pour cette raison la fréquence de répétition maximale des impulsions produites par un

oscillateur bloqué à transformateur saturé ne peut pas être supérieure à :

$$f_{\max}=\frac{1}{t_i+t_{rét}}. \qquad (3.57)$$

§ 3.5. Triggers

Les commutateurs à deux positions, bistables, qui jouent le rôle de formateurs d'impulsions rectangulaires ou d'éléments de mémorisation des informations (éléments de mémoire) sont appelés **triggers** ou basculeurs.

Un trigger comporte deux sections réunies entre elles par des circuits de réaction (fig. 3.16,*a* et *b*). Grâce à une telle liaison, le

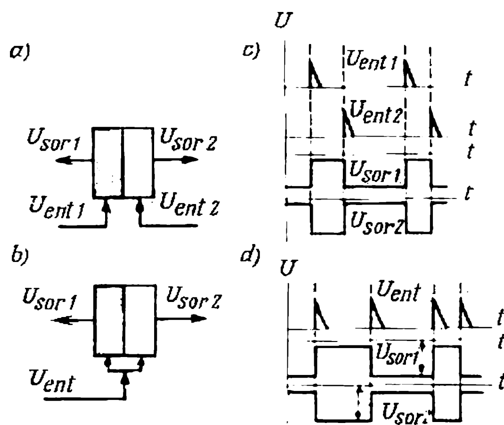


Fig. 3.16. Schémas fonctionnels des triggers :

a—à entrées séparées ; *b*—à entrée commune ; c, *d*—courbes des tensions illustrant le principe de fonctionnement d'un trigger à entrées séparées et à entrée commune

trigger peut se trouver, à un intervalle de temps déterminé, seulement dans l'un de ces états stables (sauf les intervalles très courts correspondant au basculement du montage d'un état stable dans l'autre).

Le basculement du trigger se fait à l'aide d'une impulsion de commande extérieure.

La différence entre les schémas *a* et *b* de la figure 3.16 consiste dans le nombre de circuits d'entrée pour les impulsions de commande. Le trigger de la figure 3.16,*a* en comporte deux (trigger à entrées séparées). Par chacune de ces dernières arrivent à tour de rôle des impulsions d'un même signe (positif) (les deux diagrammes supérieurs de la figure 3.16,*c*). Le trigger de la figure 3.16,*b* comporte un

circuit d'entrée commun pour les deux sections (trigger à entrée commune). Par cette entrée arrivent, l'une après l'autre, des impulsions d'un même signe (diagramme supérieur de la figure 3.16,*d*). Il existe des triggers où par l'entrée commune arrivent des impulsions de signes alternants.

Les triggers à entrées séparées sont utilisés dans les circuits à relais, les systèmes de régulation automatique ainsi que dans les

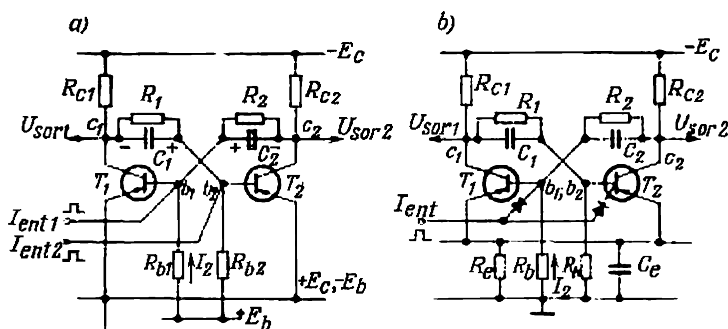


Fig. 3.17. Schémas de principe des triggers à entrées séparées (*a*) et à entrée commune (*b*)

systèmes de transmission à deux canaux. Les triggers à entrée commune sont utilisés de préférence dans les calculatrices numériques comme compteurs d'impulsions. Pour cette raison de tels triggers sont souvent appelés triggers à entrée de comptage.

Les triggers peuvent être montés avec des tubes à vide, des tubes à décharge et des transistors. Ils diffèrent peu en ce qui concerne le principe de fonctionnement et, pour cette raison, nous examinerons seulement les triggers à transistors.

Selon le schéma de branchement et la nature des éléments faisant partie des circuits de réaction on distingue les triggers:

1) à couplage collecteur-base réalisé généralement avec des éléments R et C;

2) à couplage d'émetteurs par résistances.

Dans les calculatrices et les dispositifs de régulation automatique on utilise également des triggers spéciaux: dynamiques, commutateurs de courant et triggers à couplage direct.

Examinons le type de trigger le plus répandu dans lequel le circuit de réaction entre collecteur et base comprend une résistance ohmique R et une capacité C branchées en parallèle.

Le schéma de principe d'un tel trigger à entrées séparées est indiqué sur la figure 3.17,*a* et le schéma de principe d'un trigger à entrée commune sur la figure 3.17,*b*.

Le trigger à entrées séparées est à polarisation extérieure et celui à entrée commune, à polarisation automatique. Il ne faut pas considérer ces schémas comme les seuls types réalisables car chacun de ces triggers peut utiliser l'un ou l'autre mode de polarisation.

Si un dispositif comporte plusieurs triggers on utilise généralement une polarisation indépendante fournie par une source de tension extérieure commune, les triggers étant à entrées séparées ou à entrée commune. Ceci est plus économique et assure une plus grande fiabilité de fonctionnement des triggers car la tension de polarisation ne dépend pas alors les fluctuations possibles de la tension du circuit d'alimentation.

Les circuits de réaction à éléments RC reliant le collecteur d'un transistor à la base de l'autre forment une boucle fermée de réaction. En principe, on pourrait se limiter à des résistances ohmiques seules mais le shuntage de ces dernières par des condensateurs permet d'accélerer notablement le fonctionnement de ces circuits.

Dans l'un des états stables, un des transistors du trigger est bloqué et l'autre conduit. Afin d'augmenter la stabilité statique du trigger en cas de fluctuations éventuelles de la tension d'alimentation et de la température du milieu ambiant, le transistor conducteur travaille en régime de saturation.

Un blocage sûr du second transistor est obtenu en polarisant sa base positivement par rapport à l'émetteur. Dans le montage de la figure 3.17,*a* on y arrive en reliant la base, par l'intermédiaire de la résistance R_b, au positif de la source de polarisation E_b dont le négatif est mis à la masse tout comme les émetteurs des transistors.

Le passage du trigger d'un état stable à l'autre commence à l'instant où on communique à la base du transistor débloqué un potentiel positif par rapport à son émetteur.

Ainsi, lorsqu'au moment de temps donné où le transistor T_1 est conducteur et le transistor T_2 est bloqué, on applique à la base du transistor T_1 un potentiel positif (depuis une source d'impulsions de tension), dans son circuit de base commence à circuler un courant dont le sens est opposé à celui du courant de travail dans la base. Un tel courant est appelé *courant inverse.*

L'influence du courant inverse se manifeste dans l'accélération du processus de disparition des charges excédentaires (par rapport aux charges d'équilibre) dans la base car aux phénomènes de recombinaison des électrons avec les trous s'ajoute l'enlèvement de charges de la base par le courant inverse.

Avec la disparition rapide des charges de la base, la durée de l'état saturé du transistor diminue et la baisse du courant de collecteur I_{c1} durant l'étape de diminution de l'impulsion s'accélère.

Depuis l'instant où le transistor cesse d'être saturé et son point de fonctionnement passe dans la zone active de sa caractéristique de

charge (voir fig. 2.32,*a*), la chute de tension dans le transistor augmente ce qui provoque un accroissement (en valeur absolue) du potentiel négatif du collecteur c_1. Dès ce moment se met en jeu le circuit de réaction R_1 -C_1 laissant passer le courant de charge du condensateur C_1 qui était déchargé auparavant. Une partie du courant de charge passe par le circuit de polarisation et l'autre partie par la base du transistor T_2. Le transistor T_2 commence à se débloquer et le potentiel négatif de son collecteur baisse. Par le circuit de réaction R_2-C_2 cette chute de potentiel est transmise à la base du transistor T_1 ce qui précipite le blocage de ce transistor. Après le premier cycle d'interaction, les cycles suivants se développent et cela continue jusqu'au blocage complet du transistor T_1 et le déblocage du transistor T_2. Cela détermine le processus transitoire intérieur dans le trigger.

Le rôle de la boucle de réaction consiste à accélérer le processus transitoire de basculement du trigger d'un état stable dans l'autre, ainsi qu'à rendre stable chacun des deux états possibles du trigger où l'un de ses transistors est conducteur (et se trouve en régime de saturation) et l'autre est bloqué (et ne laisse passer que le courant thermique par la base et le collecteur).

La durée totale t_{tr} du processus transitoire dépend : 1) de l'inertie du transistor qui s'exprime par le temps fini d'accumulation et de disparition des charges de la base et se caractérise quantitativement par le temps de transit τ_α des porteurs minoritaires par la base ou par la grandeur inverse $\omega_\alpha = 2\pi f_\alpha$ qui est la pulsation limite; 2) de la valeur relative choisie de l'impulsion de courant de commande injectée dans la base et exprimée en fractions du courant de collecteur $\frac{I_b}{I_c}$; 3) de la capacité des condensateurs C_1 et C_2 des circuits de réaction; 4) des résistances R_{c1} et R_{c2} dans les circuits de collecteurs. Dans le choix de R_c on est guidé par le souci de limiter l'amplitude du courant passant par le transistor à un maximum admissible $I_{c\ max}$ selon l'échauffement du transistor ou selon la valeur admissible du coefficient de transfert en courant qui commence à diminuer après une certaine valeur intermédiaire du courant de collecteur I_c.

Par suite de la faible chute de tension dans un transistor saturé on arrive à obtenir une amplitude de l'impulsion de sortie égale à (0,8 à 0,9) E_c. Pour obtenir une telle amplitude de l'impulsion de tension la résistance R_c doit satisfaire à l'égalité :

$$R_c = \frac{(0{,}8 \text{ à } 0{,}9)\, E_c}{I_{c\ max}}. \qquad (3.58)$$

Dans les triggers à entrées séparées la durée minimale du processus transitoire est obtenue lorsque la constante de temps dans

le circuit de charge

$$CR_c = 1{,}5\tau_\alpha = \frac{1{,}5}{2\pi f_\alpha}. \tag{3.59}$$

En adoptant une telle constante de temps et en choisissant une amplitude de l'impulsion de commande I_b non inférieure à (0,4 à 0,7) I_c (un fort signal d'entrée), la durée du front avant (le temps de montée) aura pour valeur:

$$t_m \approx 4\tau_\alpha = \frac{4}{2\pi f_\alpha}. \tag{3.60}$$

Dans un trigger à entrée commune une impulsion positive attaque simultanément les entrées des deux transistors. Cette impulsion d'entrée n'influe pas directement sur l'état du transistor bloqué dont la base est positive, tandis que dans la base du transistor conducteur elle produit le même effet que dans un trigger à entrées séparées. Après le commencement du blocage de ce transistor la boucle de réaction entre en jeu et le trigger passe, après une courte période d'établissement de son régime, dans un autre état stable.

La durée du processus transitoire y est un peu plus grande que dans un trigger à entrées séparées vu que la base du transistor bloqué reste positive jusqu'à la fin de l'impulsion de commande extérieure. Pour cette raison on cherche à choisir une largeur minimale des impulsions de commande dépassant un peu la durée maximale nécessaire pour faire sortir le transistor de l'état de saturation. Une certaine marge de largeur de l'impulsion de déclenchement est nécessaire en raison de la dispersion possible des paramètres du transistor et de l'influence de la température sur le temps de résorption.

La durée minimale du processus transitoire est obtenue avec un fort signal d'entrée $I_b \geqslant$ (0,5 à 0,7) I_c et lorsque la constante de temps CR_c du circuit de charge est liée à τ_α par l'égalité:

$$CR_c = 3\tau_\alpha. \tag{3.61}$$

Dans ce cas, la durée minimale du processus transitoire est donnée par l'égalité approchée:

$$t_{tr,\,min} \approx 5\tau_\alpha. \tag{3.62}$$

Les paramètres des éléments faisant partie du circuit de polarisation (E_b et R_b), des circuits de collecteur et des circuits de réaction (R_1 et R_2) doivent assurer la stabilité requise de l'état statique du trigger lors des fluctuations possibles de la température et de la tension d'alimentation.

Généralement, on choisit la tension de polarisation E_b de l'ordre de 1 ou 2 V afin que les potentiels positifs aux bases des transistors assurent un blocage efficace de ces derniers. Les valeurs de U_{be} plus grandes que cela n'est nécessaire sont indésirables si l'on veut réduire au minimum le retard provoqué par la baisse du potentiel

de base depuis sa valeur positive (lorsque le transistor est bloqué) jusqu'à la valeur nulle et puis à la valeur négative (lorsque le transistor commence à se débloquer).

On choisit la résistance R_b dans le circuit de polarisation de façon à obtenir un blocage sûr du transistor pour un courant thermique maximal possible $I_{b0\,max}$ passant par la base du transistor et par la résistance R_b.

A cette condition correspond l'inégalité:

$$R_b \geqslant \frac{E_b - U_{be}}{I_{b0\,max}}. \quad (3.63)$$

Quant à la résistance R_1, on adopte comme critère de choix le passage par cette résistance durant l'intervalle de temps où le transistor auquel cette résistance est connectée est bloqué de la somme: a) du courant de base I_b du transistor conducteur avec lequel on obtient le coefficient de saturation choisi ($N = 1{,}5$ à $2{,}0$), b) du courant de polarisation maximal I_{b2m} traversant la résistance R_b.

Les valeurs indiquées des courants sont obtenues en satisfaisant à l'inégalité:

$$R_1 \leqslant \frac{E_c - I_{c0} R_c - U_b}{N I_{bs} + I_{b2m}}, \quad (3.64)$$

où U_b est la valeur absolue du potentiel de base du transistor débloqué. On peut la trouver d'après la caractéristique d'entrée du transistor pour un courant I_{b2m} dont la valeur est donnée par l'égalité

$$I_{b2m} = \frac{E_b - (-U_b)}{R_b} = \frac{E_b + U_b}{R_b}. \quad (3.65)$$

Le signe d'inégalité dans la formule (3.64) tient compte de la dispersion possible des paramètres du transistor et de l'écart des résistances faisant partie du montage du trigger de leurs valeurs nominales.

Lorsque le trigger est à polarisation automatique, la résistance de polarisation R_e peut être trouvée de l'équilibre des tensions dans le circuit d'un transistor débloqué:

$$E_b = I_e R_e = \frac{E_c}{R_c + R_e} R_e, \quad (3.66$$

d'où

$$R_e = \frac{E_b}{E_c - E_b} R_c. \quad (3.67)$$

La capacité dans le circuit d'émetteur est choisie de façon que la constante de temps $R_e C_e$ dans le circuit de polarisation soit supérieure de 30 à 50 fois au minimum au temps de transit des porteurs minoritaires $\tau_\alpha = \frac{1}{\omega_\alpha}$ par la base du transistor:

$$C_e \geqslant \frac{(30 \text{ à } 50)}{R_e \omega_\alpha}. \quad (3.68)$$

La fréquence maximale réalisable des commutations F_{max} dans un trigger à entrées séparées peut être trouvée à l'aide de la formule (3.60) :

$$F_{max} = \frac{1}{t_{com.\,min}} = \frac{1}{4\tau_\alpha} = \frac{2\pi f_\alpha}{4} \cong 1{,}5 f_\alpha. \qquad (3.69)$$

Un trigger à entrée commune dont $t_{com.\,min} = 5\tau_\alpha$ a une fréquence :

$$F_{max} = \frac{1}{5\tau_\alpha} \cong 1{,}2 f_\alpha. \qquad (3.70)$$

D'après les formules (3.69) et (3.70) on choisit un transistor lorsque la fréquence limite nécessaire des commutations F_{max} du trigger est donnée.

§ 3.6. Multivibrateurs

Les formateurs à deux états produisant des impulsions rectangulaires se répétant périodiquement sont appelés *multivibrateurs*. A la différence des oscillateurs bloqués dont les impulsions ont une durée relativement faible et un grand rapport période-durée, les

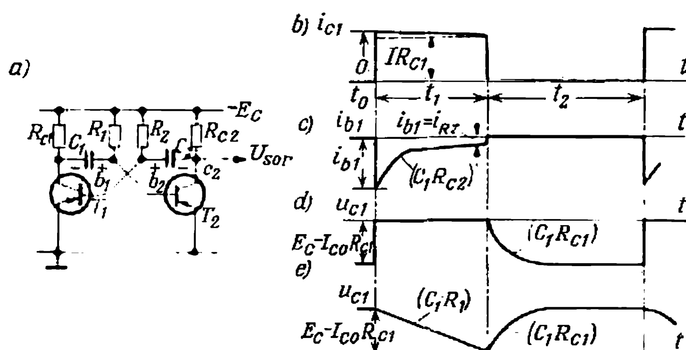


Fig. 3.18. Schéma de principe d'un multivibrateur (*a*); diagrammes temporels illustrant son fonctionnement (*b* à *e*)

impulsions fournies par des multivibrateurs peuvent varier dans de larges limites (de quelques microsecondes à plusieurs dizaines de secondes) et les pauses sont du même ordre de grandeur que la durée des impulsions. Dans les multivibrateurs symétriques les durées des pauses et des impulsions sont égales.

La figure 3.18,*a* donne un schéma simplifié d'un multivibrateur à transistors. Comme dans un trigger, deux transistors y sont liés par les circuits de réaction. Ces circuits comportent les condensateurs C_1 et C_2. Avec les résistances de limitation du courant R_1 et R_2 connectées directement au négatif de la source d'alimentation, les

condensateurs remplissent les fonctions de circuits temporisateurs qui déterminent la durée des impulsions et celle des pauses.

Le régime de fonctionnement d'un multivibrateur asymétrique est illustré par les diagrammes temporels de la figure 3.18,*b-e*. Ils sont relatifs au transistor T_1 et au condensateur C_1 de son circuit.

Durant l'intervalle de temps t_1 le transistor T_1 est débloqué et durant l'intervalle t_2 il est bloqué. Par contre, le transistor T_2 est bloqué durant l'intervalle t_1 et débloqué pendant l'intervalle t_2. Pour cette raison, les mêmes diagrammes décalés de l'intervalle t_1 illustrent le régime de fonctionnement du transistor T_2 et les potentiels aux bornes de son condensateur C_2.

A l'instant initial t_0 (fig. 3.18,*b*) le transistor T_1 se débloque sous l'action d'une impulsion négative de courant (fig. 3.18,*c*) qui se forme sur sa base quand le courant de décharge du condensateur C_2 cesse de passer par la résistance R_2.

Le transistor T_1 se débloque non pas instantanément mais pendant un certain intervalle de temps t_{tr} durant lequel, sous l'action des circuits de réaction, a lieu un accroissement progressif du courant de base négatif dans le transistor qui va se débloquer et une diminution du potentiel négatif suivie d'un accroissement du potentiel positif sur la base du transistor T_2 qui se bloque.

Le processus transitoire lié à l'inertie des transistors et qui peut être appelé processus interne n'est pas montré sur les diagrammes de la figure 3.18,*b-e*, sa durée étant extrêmement petite devant la durée t_1 de l'impulsion et la durée t_2 de la pause. Ces dernières sont déterminées par les processus transitoires dans les circuits extérieurs (circuits de polarisation et circuits de collecteurs).

L'état conducteur du transistor T_1 est maintenu pendant le temps t_1 par la somme des courants passant par son circuit de base: a) du courant de charge du condensateur C_2 qui décroît de façon exponentielle avec une constante de temps C_2R_{c2}, et b) du courant passant par R_2 et conservant pendant le temps t_1 une valeur presque invariable.

Pour que le régime d'un multivibrateur soit stable malgré les fluctuations éventuelles de la tension d'alimentation $-E_c$, le courant de base traversant R_2 doit assurer, la charge du condensateur C_2 terminée, le régime de saturation du transistor débloqué.

Tant que le transistor T_1 reste débloqué, il est parcouru par le courant de charge du condensateur C_1 qui décroît suivant une loi exponentielle avec une constante de temps C_1R_1 (fig. 3.18,*b*) et par le courant de collecteur i_{c1} passant par la résistance de collecteur R_{c1}. Les constantes de temps de charge et de décharge des condensateurs sont indiquées sur les diagrammes.

La chute de tension interne dans le transistor débloqué T_1 lors de son fonctionnement en régime de saturation est tellement petite que la courbe *d* de la figure 3.18 n'en tient pas compte.

La durée t_1 est déterminée par la variation de tension aux bornes du condensateur C_1 (fig. 3.18,*e*).

Le transistor T_2 commence à se débloquer lorsque le potentiel de sa base passe des valeurs positives aux valeurs négatives. Un autre processus transitoire interne se développe qui provoque un déblocage complet du transistor T_2 et un blocage du transistor T_1.

Ce processus transitoire se déroule le plus vite lorsque

$$CR_c = 3\tau_\alpha. \tag{3.71}$$

Sa durée minimale peut être trouvée de l'expression :

$$t_{tr.\,min} = 4\tau_\alpha \frac{R}{R_{ch}}, \tag{3.72}$$

où R est la résistance de limitation du courant;

R_{ch} la résistance de charge.

Durant la deuxième demi-période t_2 où le transistor T_2 est débloqué, le condensateur C_1 se charge avec une constante de temps C_1R_{c1} et le condensateur C_2 se décharge avec une constante de temps C_2R_2.

Selon le collecteur qui est l'électrode de sortie du multivibrateur, la durée de l'impulsion de sortie correspond à t_1 ou à t_2.

On peut trouver la relation entre les durées de l'impulsion et de la pause et les paramètres des circuits temporisateurs R_1C_1 et R_2C_2 d'après la variation de tension aux bornes du condensateur qui se décharge. Sous sa forme générale, cette variation s'écrit comme suit :

$$U_C = U_{C0} + (U_{Cf} - U_{C0})\left(1 - e^{-\frac{t}{RC}}\right), \tag{3.73}$$

où U_{C0} est la tension aux bornes du condensateur au début de la décharge;

U_{Cf} sa valeur finale.

La valeur de U_{C0} est égale à la valeur finale de la tension $E_c - I_{c0}R_c$ aux bornes du condensateur à la fin de la période de charge précédente. L'expression $U_{c0}R_c$ y apparaît parce que dans un transistor bloqué le courant thermique I_{c0} passe par sa résistance de collecteur et la chute de tension provoquée par ce courant diminue la tension de charge du condensateur.

Le condensateur aurait à ses bornes la tension finale U_{Cf} s'il était déconnecté de la base du transistor et s'il pouvait se recharger librement.

Le basculement du montage a lieu à l'instant $t = t_1$ lorsque $U_C = 0$. Pour cette raison, en introduisant ces valeurs dans la formule (3.73) ainsi que les valeurs initiale et finale de la tension aux bornes du condensateur, on obtient

$$t_1 = R_1C_1 \ln \frac{2E_c + I_{c0}(R_1 - R_{c1})}{E_c + I_{c0}R_1}. \tag{3.74}$$

De façon analogue, on a

$$t_2 = R_2C_2 \ln \frac{2E_c + I_{c0}(R_2 - R_{c2})}{E_c + I_{c0}R_2}. \qquad (3.75)$$

En introduisant dans les formules (3.74) et (3.75) la valeur relative $\frac{I_{c0}R_{1,2}}{E_c} = p$ pour tenir compte de l'influence du courant thermique sur t_1 et t_2 et en négligeant la valeur de R_{c1} par rapport à R_1 et la valeur de R_{c2} par rapport à R_2, on obtient

$$t_1 = C_1R_1 \ln \frac{2+p}{1+p}; \qquad (3.76)$$

$$t_2 = C_2R_2 \ln \frac{2+p}{1+p}. \qquad (3.77)$$

Si l'on prend $R_1 = R_2 = R$, la fréquence de répétition des impulsions produites par des multivibrateurs asymétriques est

$$f = \frac{1}{t_1+t_2} = \frac{1}{R(C_1+C_2) \ln \frac{2+p}{1+p}}, \qquad (3.78)$$

et par des multivibrateurs symétriques

$$f = \frac{1}{2RC \ln \frac{2+p}{1+p}}. \qquad (3.79)$$

Puisque l'influence de p dans le dénominateur de la fraction qui se trouve sous le symbole de logarythme dans les formules (3.78) et (3.79) est plus grande que dans le numérateur la fréquence de répétition des impulsions augmente avec la température. Cela s'explique par l'accroissement de la chute de tension dans R_{c1} et R_{c2} due au courant thermique augmentant avec la température.

Les critères de choix de la résistance de collecteur R_c sont: 1) l'amplitude requise des impulsions de courant de sortie et 2) la durée minimale du processus transitoire interne lors du basculement du multivibrateur d'un état stable dans l'autre. Pour le choix de R_c d'après le second critère on peut aussi se servir de la relation (3.71) dans laquelle pour C on prend la capacité minimale admissible C_{min} du condensateur. Cette capacité doit être beaucoup plus grande que la capacité de collecteur C_c du transistor de façon que la non-linéarité de cette dernière n'influe pas sur le fonctionnement du montage. Quant aux condensateurs C_1 et C_2, leurs capacités requises pour obtenir les durées voulues t_1 et t_2 sont tirées des expressions (3.74) et (3.75) après avoir trouvé les valeurs des résistances R_1 et R_2 de limitation de courant. Pour choisir ces dernières résistances, on adopte comme critère l'obtention des courants de base qui assureraient une profondeur de saturation suffisante (évaluée d'après le coefficient de saturation N généralement compris entre 2 et 3). Une condition

complémentaire dont on tient compte en choisissant les valeurs de R_1 et R_2 est d'obtenir les impulsions sans distorsion. On y arrive lorsque $R > R_c$ de 5 à 10 fois.

Pour un fonctionnement normal du multivibrateur il faut également que la durée de la charge complète du condensateur soit inférieure au plus court des intervalles t_1 ou t_2.

Dans les multivibrateurs à fréquence réglable les résistances de limitation R_1 et R_2 sont reliées au curseur du potentiomètre mis en parallèle avec la source d'alimentation et non pas directement au pôle négatif de cette source.

§ 3.7. Univibrateurs

Un univibrateur qui est un multivibrateur monostable sert à former des impulsions rectangulaires uniques ou se répétant périodiquement, dont la durée est utilisée comme le temps de retard requis pour la mise en marche du dispositif contrôlé.

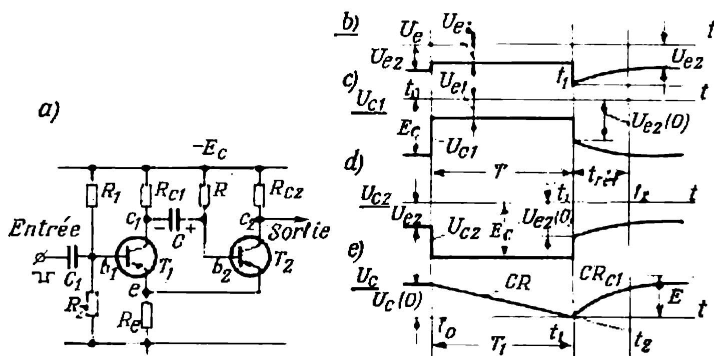


Fig. 3.19. Schéma de principe d'un univibrateur (*a*); diagrammes temporels illustrant son fonctionnement (*b* à *e*)

Un schéma des plus utilisés est indiqué sur la figure 3.19,*a*. Les diagrammes temporels qui illustrent son fonctionnement sont montrés sur la figure 3.19,*b* à *e*.

Avant l'arrivée de l'impulsion extérieure de commande U_{cnt} qui marque le début de fonctionnement de l'univibrateur (instant t_0 sur la figure 3.19,*b*) le transistor T_2 est conducteur puisque sa base et la résistance R sont parcourues par un courant I_{b2}. Le transistor T_1 est bloqué pendant ce temps car le potentiel de son émetteur déterminé par la chute de tension U_{e2} due au courant i_{e2} passant par R_e est plus négatif que le potentiel de la base b_1 maintenu par le diviseur de tension R_1, R_2.

La tension sur le transistor bloqué T_1 à l'état initial est proche de E_c (fig. 3.19,*c*) et le potentiel de collecteur du transistor débloqué T_2 diffère peu de U_{e2} (fig. 3.19,*d*) étant donné que la chute de tension dans un transistor saturé est très petite. Le condensateur C est chargé avec la polarité indiquée sur la figure 3.19,*a* à une tension proche de $E_c - U_{e2}$ (fig. 3.19,*e*).

Avec l'arrivée de l'impulsion de commande U_{ent} qui augmente en valeur absolue le potentiel négatif de la base jusqu'à la valeur de U_{e2}, le transistor T_1 commence à se débloquer en même temps que le transistor T_2 commence à se bloquer sous l'action du circuit de réaction. L'interaction de plus en plus intense des parties de montage à travers le circuit de réaction continue jusqu'au déblocage du transistor T_1 et le blocage définitif du transistor T_2.

La boucle de réaction utilisée dans le schéma considéré présente cette particularité que l'un de ses circuits réunit le collecteur de l'un des transistors à la base de l'autre à l'aide du condensateur C et les fonctions de l'autre circuit sont assurées par la résistance d'émetteur commune R_e des transistors T_1 et T_2 (couplage entre émetteurs). Pour qu'une telle réaction se manifeste, les courants dans les transistors doivent être différents : le courant i_{e2} du transistor T_2 doit être plus grand que le courant i_{e1} du transistor T_1. Dans ce cas, lorsque c'est le transistor T_1 qui devient conducteur, une tension positive complémentaire apparaît à son émetteur :

$$\Delta U_e = U_{e1} - U_{e2} = i_{e1}R_e - i_{e2}R_e. \tag{3.80}$$

Cette tension augmente le courant dans le transistor T_1. Le temps de blocage du transistor T_2 (qui détermine la durée du retard T) est réglé par la durée de la décharge du condensateur dans le transistor débloqué T_1 et la résistance R. Un nouveau déblocage du transistor T_2 a lieu lorsque la tension sur le condensateur C qui détermine le potentiel de la base b_2 passe par zéro. Depuis cet instant, la boucle de réaction entre de nouveau en jeu et, au bout d'un temps $t_{tr.\,min} = 3\tau_\alpha$ le transistor T_2 se débloque et le transistor T_1 se bloque (fig. 3.19,*c* et *d*).

On peut trouver la valeur numérique de T d'après la formule (3.74) ou (3.75) vu que les processus dans un univibrateur obéissent aux mêmes lois qui régissent le fonctionnement d'un multivibrateur pendant une demi-période.

Après la fin du retard les valeurs initiales des potentiels des émetteurs et collecteurs des transistors ne se rétablissent pas d'une manière instantanée vu qu'un certain laps de temps est nécessaire pour charger le condensateur C à travers les résistances R_e, le circuit de base du transistor T_2 et R_{c1}. Cet intervalle est appelé temps de rétablissement $t_{rét}$.

Une impulsion d'entrée suivante peut être appliquée à l'univibrateur seulement après l'écoulement du temps de rétablissement.

Lors du calcul des paramètres des éléments du schéma d'un univibrateur on se fixe généralement d'avance la valeur de tension aux bornes de la résistance d'émetteur. Sa valeur maximale est limitée par la diminution admissible de l'impulsion de sortie vu que l'amplitude de cette dernière est $E_c - U_e$. La limitation de sa valeur minimale découle du désir d'obtenir une plus grande valeur de $R_e (i_{e1} - i_{e2})$ afin d'accélérer le déroulement du processus transitoire intérieur dès le moment où le circuit de réaction se met en jeu. La durée du processus transitoire, pour un choix optimal des paramètres des éléments du circuit de charge du condensateur, est à peu près la même que dans un multivibrateur.

La sensibilité d'un univibrateur évaluée d'après la valeur requise de l'impulsion de tension d'entrée est déterminée par la différence des potentiels de la base et de l'émetteur du transistor T_1. Le potentiel de la base est créé par le diviseur de tension R_1, R_2 et celui de l'émetteur par la chute de tension développée dans la résistance R_e par le courant i_{e2}.

§ 3.8. Formateurs de tension en dents de scie (générateurs de balayage linéaire)

Des tensions variables suivant une courbe en dents de scie (fig. 3.20,*d*) sont utilisées dans les oscillographes électroniques pour

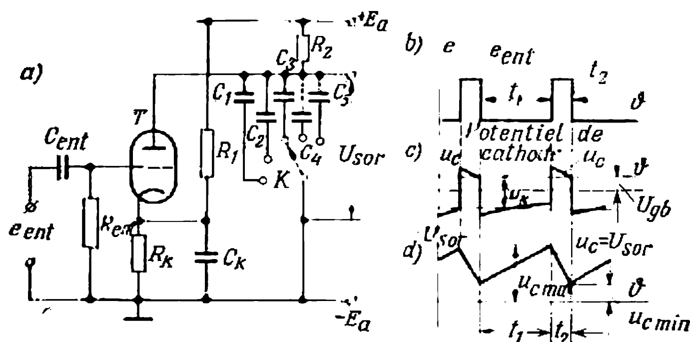


Fig. 3.20. Schéma de principe d'un générateur de balayage à tube (*a*) ; diagrammes temporels illustrant son fonctionnement (*b* à *d*)

commander le déplacement du faisceau sur l'écran ainsi que dans les dispositifs automatiques et les calculatrices pour transformer les grandeurs continues en grandeurs discontinues.

Le côté plus long de la dent qui dure un temps t_1 est utilisé comme portion de travail. Dans les oscillographes électroniques il est utilisé pour commander le trajet aller (le balayage) du fais-

ceau et le côté plus court de la dent pour le retour du faisceau en position initiale.

Dans la technique oscillographique ces formateurs sont appelés générateurs de balayage. Ils peuvent fonctionner en régime d'auto-oscillations nécessaire pour l'enregistrement de processus périodiques ainsi qu'en régime « déclenché » pour l'enregistrement de signaux isolés ou de leurs certaines portions.

Parmi les principales conditions auxquelles doivent répondre les formateurs de tension en dents de scie et, en premier lieu, les générateurs de balayage il faut noter:

1) une bonne linéarité d'accroissement ou de la chute de la tension dans la portion utile de la dent de la courbe, ce qui est nécessaire dans les générateurs de balayage pour obtenir un déplacement uniforme du faisceau le long de l'axe des abscisses sur son trajet aller; quantitativement la linéarité est évaluée par le coefficient de non-linéarité ε donné par l'égalité:

$$\varepsilon=\frac{U_0'-U_t'}{U_0'}, \qquad (3.81)$$

où U_0' et U_t' sont les dérivés de la tension par rapport au temps au début et à la fin de la portion de travail de la dent de scie;

2) une faible durée de la portion t_2; elle doit être au moins dix fois inférieure à la durée de la portion de travail t_1;

3) un taux élevé d'utilisation de la tension d'alimentation (E_a ou E_c) caractérisé par la relation

$$\xi=\frac{U_{C\,max}-U_{C\,min}}{E_a}, \qquad (3.82)$$

où $U_{C\,max}$ et $U_{C\,min}$ sont les limites supérieure et inférieure de la tension en dents de scie;

4) la possibilité de régler dans une large gamme la fréquence de fonctionnement du formateur en régime d'auto-oscillations; dans les oscillographes cela est lié à la nécessité d'observer les phénomènes dans une large gamme de fréquences.

Lorsque la périodicité des phénomènes à observer dépasse quelques dizaines de kilohertz, les formateurs d'impulsions et, en particulier, les générateurs de balayage sont généralement équipés de tubes à vide ou de transistors. Pour des fréquences plus basses, dans certains types de dispositifs on utilise également des appareils ioniques commandés (thyratrons).

Dans le présent chapitre nous allons examiner les schémas les plus simples des générateurs de balayage à tubes à vide et à transistors. Les générateurs de balayage à thyratrons et à dispositifs semi-conducteurs à couches multiples (thyristors) seront examinés plus loin, après l'étude, dans le chapitre VI, de l'organisation et du principe de fonctionnement de ces appareils.

a) Générateur de balayage à tube à vide

La figure 3.20,*a* donne le schéma le plus simple d'un générateur de balayage à tube à déclenchement extérieur et les diagrammes *b* à *d* illustrent son fonctionnement. La tension en dents de scie y est formée, comme dans la plupart des générateurs de balayage, par un condensateur au cours de sa charge et de sa décharge.

L'amplitude des dents de scie est rendue réglable par emploi dans le schéma d'un jeu de condensateurs dont l'un, mis en circuit à l'aide du commutateur K, est utilisé comme condensateur de travail.

Le condensateur se charge à travers la résistance R_2 et se décharge dans le tube à l'arrivée de l'impulsion de déclenchement à la grille de ce tube.

Au repos le tube T est bloqué par la tension U_k qui apparaît aux bornes de la résistance de cathode R_k grâce au courant créé par la source d'alimentation E_a dans le circuit comprenant R_1 et R_k.

On utilise comme portion de travail celle qui correspond au régime de charge du condensateur. Afin d'obtenir la linéarité requise d'accroissement de la tension, le condensateur n'est pas chargé complètement mais seulement dans la mesure où l'équation générale de charge assure un faible écart d'une droite :

$$U_C = E_a\left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) = E_a\left(1 - e^{-\frac{t}{R_2C}}\right). \qquad (3.83)$$

La durée de la charge est imposée dans le schéma considéré par la pause t_1 séparant les impulsions d'entrée.

A la fin de la pause lorsque dans le circuit de grille du tube apparaît le signal d'entrée (fig. 3.20,*b*) commence la décharge du condensateur. Ce signal imprime à la grille un potentiel moins négatif que celui de blocage du tube U_{gb} (fig. 3.20,*c*). La durée de l'état débloqué du tube qui détermine le temps de décharge du condensateur et, par conséquent, le retour du faisceau dans la position initiale est imposée par la durée t_2 de l'impulsion de commande d'entrée.

La tension maximale aux bornes du condensateur vers la fin de la charge, comme cela résulte de (3.83), est

$$U_{C\,\max} = (E_a - U_{C\,\min})\left(1 - e^{-\frac{t_1}{R_2C}}\right) + U_{C\,\min}. \qquad (3.84)$$

La tension minimale aux bornes du condensateur vers la fin de la décharge est

$$U_{C\,\min} = U_{C\,\max}\, e^{-\frac{t_2}{R_iC}}. \qquad (3.84a)$$

où R_i est la résistance interne du tube (sa valeur moyenne).

En écrivant la formule (3.84), nous avons négligé l'influence de la résistance R_k vu qu'elle est shuntée par un condensateur de capacité suffisamment grande. En introduisant les valeurs de t_1 et t_2 ainsi que les constantes de temps des circuits de charge et de décharge et en résolvant les équations (3.83) et (3.84), on peut trouver les valeurs limites de la tension aux bornes du condensateur au cours de sa charge et de sa décharge.

La décharge se déroule beaucoup plus rapidement que la charge (fig. 3.20,*d*), la résistance interne du tube étant inférieure à R_2.

La fréquence des signaux de sortie est réglable par la variation de la périodicité des impulsions d'entrée et l'amplitude l'est, comme nous avons déjà indiqué, en choisissant convenablement le condensateur à l'aide du commutateur K ou en faisant varier la résistance R_2 qui limite la vitesse de charge.

Les générateurs de balayage à tubes à vide présentent l'avantage suivant: en plus d'une large gamme de variation de fréquences ils permettent d'obtenir de grandes amplitudes de tension au sommet des dents ce qui est nécessaire pour le balayage de grande étendue. Leur défaut est un taux relativement petit d'utilisation de la tension d'alimentation du fait de la grande chute de tension interne dans les tubes (une forte R_i). Dans le schéma considéré du générateur de balayage ce défaut devient encore plus grave vu que pour la portion linéaire de travail on utilise seulement une partie relativement faible de la tension d'alimentation.

b) Générateur de balayage à transistors

Parmi le grand nombre de variantes de schémas de générateurs de balayage à transistors nous allons examiner deux schémas simples dont l'un concerne un générateur à déclenchement et l'autre un générateur fonctionnant en régime d'auto-oscillations.

La figure 3.21,*a* donne le schéma d'un générateur de balayage à déclenchement et les diagrammes *b*, *c* et *d* illustrent son fonctionnement.

Le condensateur C auquel on prélève la tension de balayage se charge à travers les résistances R_1, R_2, R_c et la résistance interne de la diode r_d. Durant la période de charge le transistor T est bloqué car à sa base est appliqué un potentiel positif $+U_b$ provenant de la source de polarisation $+E_b$. Le condensateur se décharge dans la résistance R et le transistor T lorsque ce dernier est débloqué par une impulsion négative U_{ent} (fig. 3.21,*b*).

Le courant de décharge est maintenu à un niveau à peu près constant grâce à l'action de la réaction négative dont les fonctions sont remplies par le même condensateur C. Cette réaction fait qu'à la moindre diminution du courant de décharge la chute de tension dans la résistance R diminue ce qui provoque un accroissement du

potentiel négatif de base (fig. 3.21,*d*) et une augmentation du courant passant par le transistor. De cette façon on compense (avec une faible erreur) la diminution du courant de décharge.

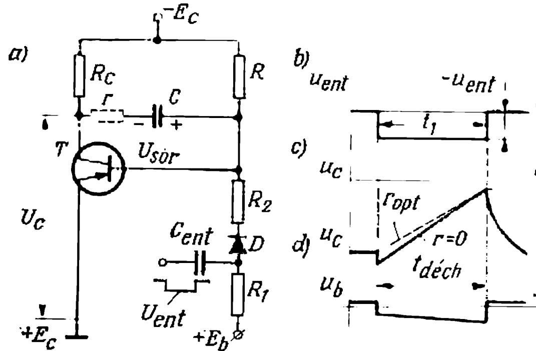


Fig. 3.21. Schéma de principe d'un générateur de balayage à transistor fonctionnant en régime « déclenché » (*a*) ; diagrammes illustrant son fonctionnement (*b* à *d*)

Avec le courant de décharge constant, la tension aux bornes du condensateur diminue de façon linéaire en fonction du temps (fig. 3.21,*c*).

Le temps de décharge qui caractérise la durée t_1 de la portion de travail sur la dent de scie est

$$t_1 = \xi RC. \tag{3.85}$$

La valeur du coefficient ξ est donnée par la relation (3.82).

La tension de polarisation de base est choisie en partant de l'inégalité suivante :

$$E_b \geqslant \frac{R'}{R} E_c + R' I_{c0\,max}, \tag{3.86}$$

où $R' = R_1 + R_2 + r_d$ est la résistance totale du circuit d'entrée du transistor.

L'amplitude du signal d'entrée négatif U_{ent} dont la durée est généralement choisie légèrement supérieure à t_1 (1,1 ou 1,2 t_1) pour obtenir une décharge complète du condensateur C doit assurer un blocage efficace de la diode D et la valeur requise du courant de base I_b correspondant au courant de décharge choisi.

Une faible résistance de correction r (de 100 à 200 ohms) est insérée dans le schéma pour prévenir un saut initial de tension à l'instant de déclenchement de la décharge. Les courbes en trait continu et en pointillé de la figure 3.21,*c* montrent respectivement l'allure de la tension de décharge en l'absence de résistance r et pour une valeur optimale de celle-ci r_{opt}.

La figure 3.22,*a* montre le schéma d'un générateur de balayage à transistor fonctionnant en auto-oscillateur et les diagrammes *b* à *f* illustrent son fonctionnement.

Le condensateur C_e joue le rôle de condensateur de travail qui détermine la tension de sortie du générateur de balayage. Il se charge à travers le transistor T_1 et la résistance R_{c1} et se décharge dans le transistor T_e et son circuit d'entrée. Etant donné que le circuit d'entrée (d'émetteur) du transistor T_e ne comporte que des éléments

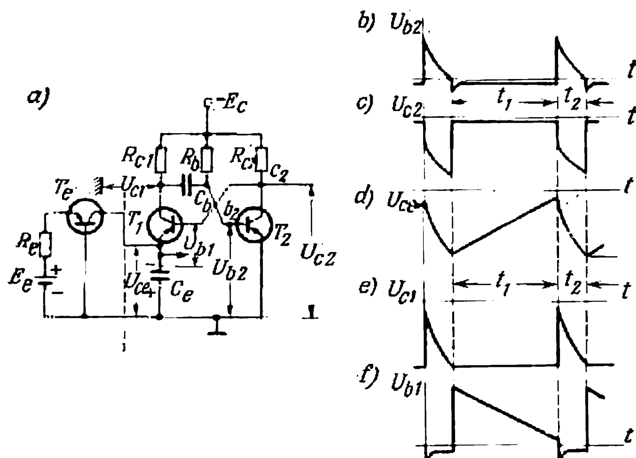


Fig. 3.22. Schéma de principe d'un générateur de balayage à transistors fonctionnant en auto-oscillateur (*a*); diagrammes illustrant son fonctionnement (*b* à *f*)

constants (source de tension de polarisation constante E_e et la résistance R_e), le circuit de collecteur du transistor laisse passer un courant constant qui est en même temps le courant de décharge du condensateur C_e ce qui assure une haute linéarité de la portion de travail t_1 de la dent de la courbe (fig. 3.22,*d*).

La partie à droite de la ligne en pointillé, qui est un schéma modifié d'un multivibrateur, assure le réglage de la durée t_1 de l'état bloqué et de la durée t_2 de l'état débloqué du transistor T_1.

L'état débloqué du transistor T_1 est maintenu par le potentiel négatif au point c_2, le transistor T_2 étant bloqué. A son tour, l'état bloqué du transistor T_2 est maintenu par le potentiel positif au point b_2 tant que par la résistance R_b et le transistor débloqué T_1 passe un courant de décharge du condensateur de temporisation C_b. Durant la décharge de ce condensateur le potentiel positif du point b_2 tombe jusqu'à zéro (fig. 3.22,*b*) et le transistor T_2 se débloque (fig. 3.22,*c*). Cela provoque le blocage du transistor T_1 (fig. 3.22,*d*)

car le potentiel de sa base diminue pour atteindre une valeur proche de zéro, tandis que le potentiel d'émetteur de T_1 est négatif (le condensateur C_e est chargé). Cela est équivalent à l'apparition sur la base du transistor T_1 (fig. 3.22,*f*) d'un potentiel positif par rapport à l'émetteur du transistor T_1.

Le processus transitoire déclenché est accéléré comme dans d'autres schémas des générateurs de relaxation sous l'effet de la boucle de réaction.

La durée du trajet aller a pour expression :

$$t_1 = \frac{U_m C_e}{I_{\text{déch}}}, \tag{3.87}$$

où $I_{\text{déch}}$ est le courant de décharge du condensateur déterminé par les paramètres du circuit du transistor T_e;

$U_m = E_c - R_c I_{\text{déch}}$ la valeur maximale de la tension au sommet de la dent.

L'avantage des générateurs à transistors est leur taux suffisamment élevé ξ d'utilisation de la tension d'alimentation mais les valeurs absolues de cette tension sont limitées par les tensions de percement des transistors (30 à 50 V). On obtient des valeurs plus élevées de la tension maximale des générateurs de balayage en utilisant des thyristors que nous examinerons au chapitre VI.

§ 3.9. Limiteurs et circuits de formation d'impulsions

Examinons encore trois modes de formation d'impulsions utilisés souvent dans la technique des impulsions. Indiquons la conversion des signaux sinusoïdaux en impulsions trapézoïdales. Lorsque

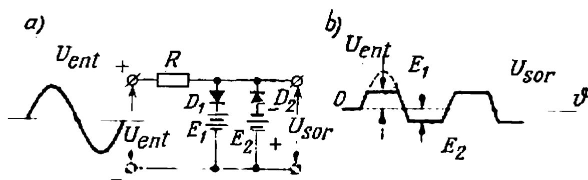


Fig. 3.23. Schéma d'un double limiteur à diodes (*a*) et diagramme de la tension de sortie (*b*)

les côtés du trapèze montent et tombent de façon raide de telles impulsions s'approchent des impulsions rectangulaires. Ce mode de formation est appelé « limitation » et les dispositifs utilisés à cette fin sont appelés « limiteurs ».

Le schéma de principe d'un limiteur bilatéral utilisant des diodes semi-conductrices est indiqué sur la figure 3.23,*a*. Il comprend

une résistance de limitation R mise en série avec la sortie et deux branches parallèles comportant chacune une source de tension continue de référence E_1 ou E_2 et une diode D_1 ou D_2. Les tensions de référence limitent le niveau des signaux de sortie du fait que pour $U_{\text{ent}} > E_1$ (E_2) la diode correspondant à la polarité donnée se débloque et la tension d'entrée excédentaire tombe dans la résistance de limitation R (fig. 3.23,*b*). Plus faible est la tension de référence, plus bas sont écrêtées les sinusoïdes, plus forte est leur

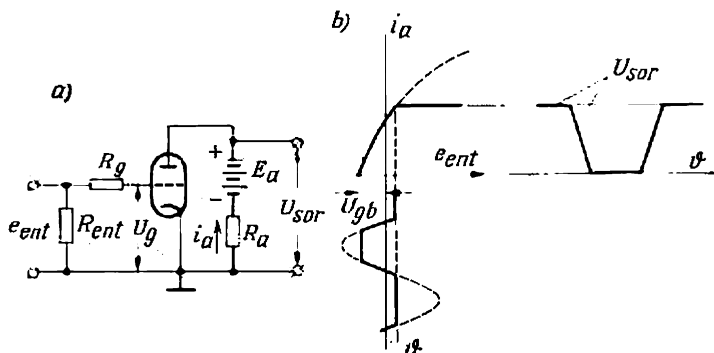


Fig. 3.24. Schéma d'un limiteur à tube (*a*) et diagrammes temporels tracés d'après la caractéristique anode-grille (*b*)

pente et plus petite est la hauteur du trapèze. L'accroissement du niveau de la tension de sortie est obtenu par l'amplification du signal trapézoïdal.

Une triode utilisée comme limiteur peut assurer à la fois la fonction de limitation et celle d'amplification (fig. 3.24,*a*).

La limitation des alternances négatives a lieu pour un potentiel U_{gb} de blocage du tube par grille (fig. 3.24,*b*). La limitation des alternances positives se produit lorsque le point de fonctionnement du tube passe à la portion à faible pente de la caractéristique anode-grille correspondant à l'apparition de forts courants de grille qui font que la plus grande partie de la tension positive de grille est amortie dans la résistance R_g de sorte que la tension de grille résultante à l'entrée du tube est proche de zéro.

Les limiteurs à triodes sont de conception simple et n'ont pas besoin de sources de tension de référence. Par contre, ils présentent certains défauts, par exemple, la courbe de la tension de sortie n'est pas symétrique et le palier de l'impulsion n'est pas suffisamment plan.

D'autres éléments de formation d'impulsions utilisés dans les schémas électroniques pour produire à partir des impulsions rectangulaires ou trapézoïdales des impulsions pointues (raccourcies) ou

triangulaires (allongées) sont les circuits dits différentiateurs (dérivateurs) et intégrateurs.

Un circuit différentiateur simple est montré sur la figure 3.25,*a*. Il comprend un condensateur C de faible capacité branché en série avec une faible résistance ohmique R. A cette résistance est relié un élément devant être commandé par des impulsions étroites.

Lorsqu'on injecte à l'entrée d'un circuit différentiateur une impulsion rectangulaire (fig. 3.25,*b*), on devrait obtenir à la sortie

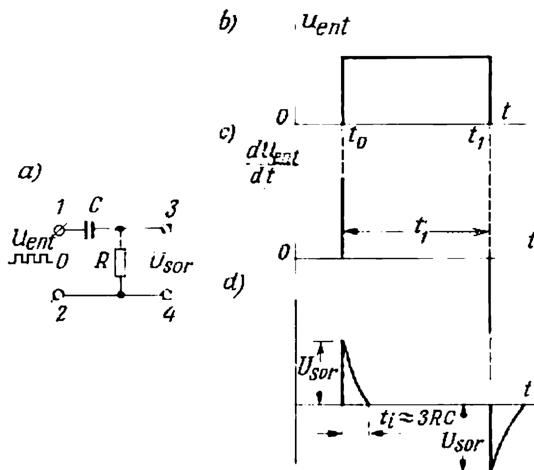


Fig. 3.25. Schéma d'une cellule de différentiation (*a*) et diagrammes temporels illustrant son fonctionnement (*b* à *d*)

du circuit des impulsions de largeur infiniment petite et d'amplitude infiniment grande (fig. 3.25,*c*) comme résultat d'une opération de différentiation idéale.

Mais une telle différentiation n'est possible que lorsque la résistance R est infiniment petite et que le premier terme du deuxième membre de l'équation d'équilibre des tensions:

$$u_{\text{ent}} = iR + u_{\text{g}} = iR + \frac{1}{C}\int i\,dt \tag{3.88}$$

pourrait être négligé.

Le courant serait alors:

$$i = C\,\frac{du_{\text{ent}}}{dt}, \tag{3.89}$$

et la tension de sortie serait strictement proportionnelle à la dérivée de la tension d'entrée:

$$u_{\text{sor}} = iR = RC\,\frac{du_{\text{ent}}}{dt}. \tag{3.90}$$

Mais la résistance R dans un circuit réel est toujours une grandeur finie et pour cette raison la différentiation est approchée. Donc, l'impulsion de sortie a une largeur et une amplitude finies (fig. 3.25,*d*) ce qui correspond pratiquement à une opération de *raccourcissement de l'impulsion.*

L'amplitude de l'impulsion raccourcie est égale à celle de l'impulsion d'entrée. Cela est dû au fait qu'au premier instant de charge le condensateur se comporte comme un condensateur court-circuité. Il en résulte que le front de l'impulsion d'entrée est transmis presque sans déformation à la sortie du montage.

L'impulsion de sortie diminue suivant une courbe exponentielle avec une constante de temps $\tau = RC$. La durée totale de l'impulsion t_1 mesurée au niveau de sa base est égale à $3RC$ environ. Plus τ est petit, plus l'impulsion de tension de sortie est étroite.

Avec un signal d'entrée trapézoïdal, le front avant de l'impulsion de sortie croît d'après une courbe exponentielle avec une constante de temps $\tau = RC$ en s'approchant de façon asymptotique de la valeur permanente:

$$U_{\text{sor max}} = \frac{U_{\text{ent max}}}{t_1} RC, \tag{3.91}$$

où $U_{\text{ent max}}$ est la valeur d'amplitude de l'impulsion de tension d'entrée;

t_1 le temps de montée du front avant de l'impulsion d'entrée.

La valeur permanente est atteinte seulement lorsque la largeur de l'impulsion d'entrée est supérieure ou égale à $3RC$. Mais si $t_1 < < 3RC$, au bout de ce temps l'impulsion diminue suivant une courbe exponentielle et à l'instant t_1, elle atteint sa valeur maximale

$$U_{\text{sor max}} = \frac{U_{\max}}{t_1} e^{-\frac{t_1}{RC}}. \tag{3.92}$$

Si à cause de la faible valeur de R, l'amplitude de l'impulsion de sortie n'est pas suffisante, on amplifie l'impulsion de sortie.

Pour l'intégration on utilise généralement un circuit dont le schéma est indiqué sur la figure 3.26,*a*. Il contient une forte résistance ohmique R montée en série avec la sortie et un condensateur de grande capacité C branché parallèlement à la sortie.

Avec un tel circuit il est impossible d'assurer une intégration précise car pour cela il faudrait que C soit égale à l'infini. En effet, on peut négliger le deuxième terme dans l'équation (3.88) seulement lorsque $C = \infty$, alors on aurait pour le courant

$$i = \frac{u_{\text{ent}}}{R} \tag{3.93}$$

et la tension de sortie serait déterminée par l'intégrale de la tension d'entrée :

$$u_{\text{sor}} = \frac{1}{C}\int_0^t i\,dt \approx \frac{1}{RC}\int_0^t u_{\text{ent}}\,dt. \qquad (3.94)$$

Avec une valeur finie de la capacité du condensateur faisant partie d'un circuit RC réel, l'intégration (comme la différentiation) n'est qu'approchée. L'approximation est d'autant plus précise que la constante de temps $\tau = RC$ est plus grande. Les diagrammes *c*, *d* et *e* de la figure 3.26 relatifs aux tensions de sortie du circuit

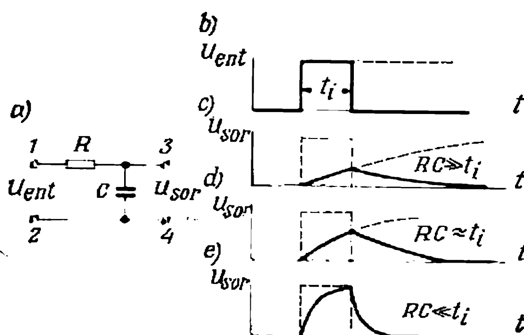


Fig. 3.26. Schéma d'une cellule d'intégration (*a*) et diagrammes temporels illustrant son fonctionnement (*b* à *e*)

illustrent l'intégration d'une impulsion d'entrée rectangulaire (fig. 3.26,*b*) pour différents rapports de la constante de temps RC à la durée t_1 de l'impulsion d'entrée (en l'absence de résistance de charge).

Après que l'impulsion d'entrée cesse, le condensateur (pour $R_{\text{ch}} = \infty$) se décharge dans la résistance d'entrée R et prolonge ainsi l'impulsion de sortie. Quand la constante de temps $RC \gg t_1$ l'impulsion rectangulaire d'entrée est transformée en une impulsion de forme sensiblement triangulaire (fig. 3.26,*c*). L'amplitude de l'impulsion de sortie est à peu près proportionnelle à la largeur de l'impulsion d'entrée t_1. Lorsqu'on fait attaquer l'entrée du circuit par des impulsions rectangulaires de différentes durées (séparées par des pauses supérieures à $3RC$) on peut juger d'après les amplitudes des impulsions de sortie de la largeur des impulsions d'entrée lorsqu'elle est inconnue.

Pour obtenir une plus grande précision de différentiation et d'intégration ainsi que pour produire des tensions de sortie plus fortes que celles qu'on peut obtenir avec des circuits différentiateurs

et intégrateurs simples on utilise des amplificateurs différentiateurs et intégrateurs qui trouvent un emploi particulièrement large dans les dispositifs simulateurs et les calculateurs analogiques.

§ 3.10. Eléments logiques

Dans les systèmes de commande automatique et de contrôle ainsi que dans les calculatrices électroniques à action discrète (calculatrices digitales) on utilise des ensembles fonctionnels constitués par des éléments logiques séparés. Les éléments logiques les plus simples remplissent les fonctions suivantes: ET, OU, NON.

Lors d'une opération ET à la sortie d'un élément logique comportant plusieurs entrées et une sortie commune le signal de sortie de signe requis n'apparaît que lorsque des signaux de même signe sont appliqués simultanément à toutes ses entrées.

Lors d'une opération OU à la sortie de l'élément logique apparaît un signal lorsque à une entrée quelconque de celui-ci est appliqué un signal de signe requis.

Lors d'une opération NON à la sortie de l'élément logique apparaît un signal de signe opposé à celui du signal d'entrée. En combinant des éléments logiques simples on peut réaliser des opérations logiques plus compliquées.

Les systèmes logiques sont particulièrement simples lorsqu'ils sont réalisés relativement à un système de calcul binaire dans lequel un nombre quelconque ainsi qu'une opération logique peuvent être représentés seulement par deux caractères (états) désignés conventionnellement par « 0 » et « 1 ». Ces états peuvent être transmis par des éléments et des ensembles logiques sous forme de niveaux de potentiel (systèmes de potentiel) ou sous forme d'impulsions (systèmes d'impulsions).

Dans les systèmes de potentiel logiques à l'état « 0 » correspond un niveau de potentiel (souvent proche du potentiel de la terre) et à l'état « 1 » correspond un autre niveau de potentiel, positif ou négatif selon le potentiel qui convient mieux pour la commande du fonctionnement des appareils utilisés dans les éléments logiques.

Dans les systèmes logiques impulsionnels aux états « 1 » et « 0 » correspond la présence ou l'absence d'impulsions.

Les éléments logiques ET et OU peuvent être réalisés avec des diodes (circuits logiques à diodes) ou avec des triodes (circuits logiques à triodes). Les circuits à diodes sont plus simples. L'avantage des circuits logiques à triodes réside dans ce qu'ils permettent de combiner des opérations logiques élémentaires avec l'amplification des potentiels (des impulsions).

Examinons les éléments des circuits logiques à diodes ET et OU. Le schéma d'un élément à diodes ET à trois entrées A, B, C comprend une source d'alimentation E_c, une résistance R de limitation

de courant et des diodes d'entrée D_1, D_2 et D_3 mises en parallèle (fig. 3.27,*a*). Les impulsions de commande sont appliquées en diverses combinaisons aux entrées *A*, *B*, *C*.

La résistance *R* est choisie suffisamment grande pour que la source d'alimentation E_c fonctionne en source de courant. Dans ce cas, indépendamment du nombre de diodes débloquées, la résistance *R* est parcourue par le même courant. Chacune des diodes devient conductrice et laisse passer le courant lorsque le potentiel de son anode est plus positif que $-E_c$. Avec une telle organisation du circuit ET on adopte généralement comme « 1 » le potentiel $-E_c$, les potentiels plus positifs correspondant conventionnellement à « 0 ».

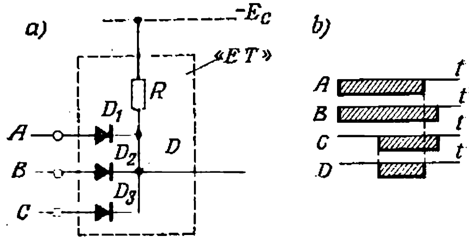


Fig. 3.27. Schéma d'un élément logique à diodes « ET » (*a*) et diagrammes illustrant son fonctionnement (*b*)

Si l'une des diodes est conductrice le courant passe par cette diode et la résistance *R* et à la sortie de l'élément (point *D*) s'établit le potentiel attribué à « 0 ». Pour obtenir à la sortie « 1 » il faut appliquer simultanément à toutes les entrées les potentiels $-E_c$ (« 1 »).

La figure 3.27,*b* donne les diagrammes temporels illustrant le fonctionnement de l'élément logique ET. Ils montrent que « 1 »

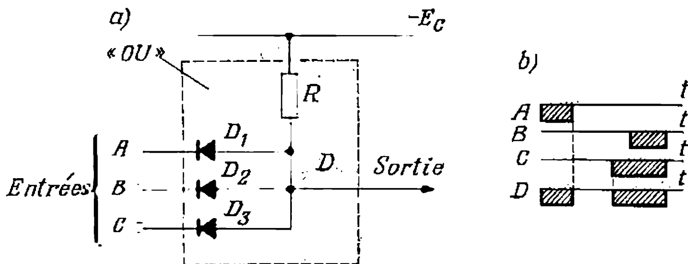


Fig. 3.28. Schéma d'un élément logique à diodes « OU » (*a*) et diagrammes illustrant son fonctionnement (*b*)

à la sortie de l'élément n'apparaît que lorsque des potentiels « 1 » sont appliqués à toutes les entrées.

Le schéma d'un élément logique à diodes OU est représenté sur la figure 3.28,*a*. L'élément logique est également relié au pôle négatif de la source d'alimentation $-E_c$. Les diodes conduisent lorsque les potentiels de leurs cathodes sont plus négatifs. Pour cette raison

il est commode d'adopter conventionnellement $-E_c$ comme « 0 » et les potentiels plus négatifs comme « 1 ».

Lorsqu'un potentiel plus négatif que $-E_c$ (état « 1 ») attaque n'importe quelle entrée, on obtient à la sortie de l'élément, au point D, aussi l'état « 1 ». Le régime de fonctionnement de l'élément OU en fonction du temps est illustré par les diagrammes de la figure 3.28,*b*.

L'élément NON est réalisé généralement avec un transistor (fig. 3.29,*a*). Il fonctionne en amplificateur d'impulsions ce qui

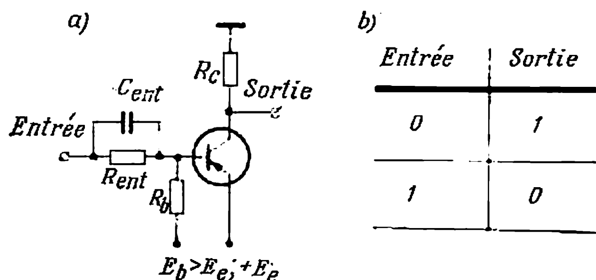


Fig. 3.29. Schéma d'un élément logique à transistor « NON » (*a*) et tableau des états possibles (*b*)

assure, en plus de la réalisation de l'opération logique, une amplification de l'amplitude de l'impulsion de sortie avec rétablissement simultané de sa forme rectangulaire.

L'introduction dans le circuit de base de l'amplificateur d'un élément RC contribue à la diminution des temps de montée et de descente de l'impulsion (voir § 2.14). Dans le schéma considéré de l'élément logique NON, le collecteur du transistor est mis à la masse par l'intermédiaire de R_c et le pôle positif de la source d'alimentation $+E_e$ est relié à l'émetteur. La tension de polarisation $E_b > E_e$ est appliquée à travers la résistance R_b.

Lorsqu'on communique à la base de l'élément un potentiel moins positif que $+E_e$ (potentiel « 0 »), le transistor se débloque et un potentiel positif proche de $+E_e$ apparaît à sa sortie ce qui correspond à l'état « 1 ». Lorsque le potentiel à l'entrée est égal à $+E_e$ ou est plus positif (potentiel « 1 »), le transistor se bloque et à sa sortie apparaît un potentiel proche de celui de la masse (état « 0 »). La correspondance des états d'entrée et de sortie de l'élément est illustrée par un tableau indiqué sur la figure 3.29,*b*. Dans la première colonne sont représentés les états conventionnels d'entrée des éléments et dans la deuxième les états de sortie.

Le schéma d'un élément logique à transistors ET dans lequel cette opération est combinée avec l'opération NON est présenté par

la figure 3.30,*a*. On y trouve deux entrées. Ce n'est que lorsque les deux entrées sont portées aux potentiels correspondant à l'état « 1 » (les deux transistors sont bloqués) à la sortie de l'élément (point *A*)

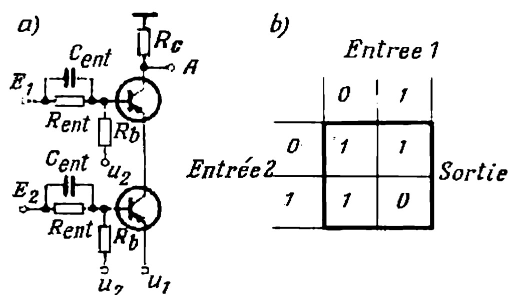


Fig. 3.30. Schéma d'un élément logique à transistors « ET » à deux entrées (*a*) et tableau des états possibles (*b*)

apparaît l'état « 0 ». Pour tous les autres états des entrées (comme on le voit sur le tableau de la figure 3.30,*b*) à la sortie de l'élément apparaît l'état « 1 ». Les chiffres à l'intérieur du carré délimité de

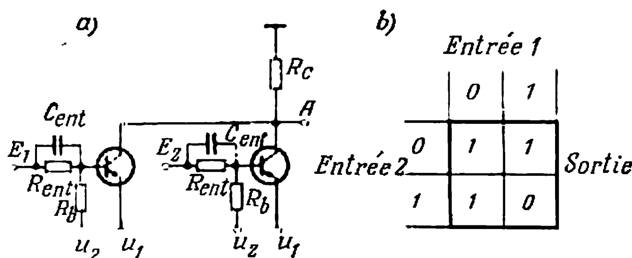


Fig. 3.31. Schéma d'un élément logique à transistors « OU »-« NON » à deux entrées (*a*) et tableau des états possibles (*b*)

gros traits montrent les états de sortie de l'élément. Les états d'entrée sont indiqués dans la colonne de gauche et dans la ligne supérieure du tableau.

L'élément logique fait avec deux transistors montés comme l'indique la figure 3.31,*a* remplit la fonction OU en la combinant avec la fonction NON. A la sortie de l'élément logique considéré apparaît l'état « 1 » lorsque l'état « 0 » est communiqué à une entrée quelconque de cet élément ou aux deux entrées simultanément. Le tableau de la figure 3.31,*b* montre la correspondance des états dans cet élément.

18—1175

CHAPITRE IV

Cellules photoélectriques et autres indicateurs d'énergie rayonnante. Thermistances

§ 4.1. Divers types d'indicateurs d'énergie rayonnante

Les rayonnements appartenant aux différentes parties du spectre électromagnétique sont largement utilisés dans diverses branches de la science et de la technique. Cela concerne surtout :

a) les rayonnements de la partie optique du spectre qui comprend les ondes lumineuses et les rayonnements infrarouge (thermique) et ultraviolet ;

b) les rayons X et les rayonnements radioactifs ; ces derniers comprennent les rayons gamma ainsi que les flux de particules alfa et bêta (noyaux d'hélium et électrons).

En arrivant dans la substance irradiée, les quanta d'énergie rayonnante agissent sur les particules de cette substance en provoquant un changement de son état électrique. On utilise ce phénomène de photoélectricité dans les appareils indicateurs (capteurs) très sensibles d'énergie rayonnante.

Parmi ces indicateurs ont trouvé un large emploi :

a) les cellules photoélectriques qui transforment les rayonnements optiques (en particulier, les rayons lumineux) en courant électrique ;

b) les chambres d'ionisation et les compteurs transformant l'énergie des rayons radioactifs alfa, bêta et gamma en énergie du courant électrique ; les compteurs sont aussi utilisés dans de nombreux dispositifs pour mesurer l'intensité de rayons X.

Dans le présent chapitre nous examinerons aussi de façon succincte les thermistances (thermistors) utilisées pour mesurer et réguler la température des corps dans une gamme de températures relativement basses, lorsque la chaleur est transmise à l'appareil indicateur surtout par conductibilité thermique ou par convection.

§ 4.2. Classification et caractéristiques générales des cellules photoélectriques. Cellules photoémissives

En pénétrant dans une substance et en lui cédant leur énergie, les quanta de rayonnement du spectre optique peuvent provoquer :

a) le départ des électrons des couches superficielles de la substance ce qui détermine l'effet photoélectrique externe appelé aussi émission photoélectronique ;

b) l'accroissement du nombre de charges libres dans la substance ce qui détermine l'effet photoélectrique interne qui se manifeste par une variation de la conductibilité de la substance ou l'apparition dans l'appareil d'une force électromotrice interne (effet photovoltaïque).

Selon le milieu dans lequel se déplacent les électrons on distingue trois principales classes de cellules photoélectriques.

Cellules à vide dans lesquelles les électrons libérés sous l'action de l'énergie incidente se déplacent dans le vide créé dans l'enceinte de l'appareil. De telles cellules sont appelées également *tubes photoélectroniques*.

Cellules à gaz qui, lorsqu'on y a créé le vide, sont remplies d'un gaz inerte (généralement d'argon) sous faible pression. De telles cellules peuvent être appelées *cellules ioniques*, car les électrons passant par le gaz ionisent les atomes de ce dernier ce qui provoque un accroissement du flux total d'électrons (facteur d'amplification du gaz) et l'apparition d'ions positifs dans l'enceinte.

Cellules à semi-conducteurs dans lesquelles les électrons libérés de leur liaison avec les atomes du réseau cristallin augmentent la conductibilité intrinsèque du semi-conducteur ou y créent des forces électromotrices.

L'action des cellules des deux premières classes est basée sur l'émission des électrons par la surface de la cathode. Le fonctionnement des photomultiplicateurs et d'autres appareils photoélectroniques à vide est basé sur le même principe.

La figure 4.1,*a* schématise l'organisation d'une cellule photoélectrique à vide. Dans un ballon de verre, dans lequel on a fait un vide aussi poussé que possible sont placées la cathode *K* et l'anode *A*. La cathode est portée sous forme d'une couche de semi-conducteur sur la surface interne du ballon de verre. Pour permettre l'arrivée de la lumière sur la cathode on laisse une partie du ballon sans revêtement (fenêtre).

Les types les plus répandus des cathodes des cellules à vide sont la cathode à l'oxyde de césium et celle à l'antimoine-césium. Dans la cathode représentée schématiquement sur la figure 4.1,*c* la couche semi-conductrice se compose d'oxyde de césium avec une impureté comportant des atomes de césium et d'argent. Cette couche est placée sur un support en argent. A la surface de la cathode se trouvent également des atomes de césium pur. Grâce au faible travail de sortie (0,72 eV) l'émission des électrons par la cathode peut être produite par des ondes suffisamment longues (quanta à faible énergie). Dans le domaine de la lumière infrarouge et de la lumière visible ce sont surtout les atomes de césium qui sont émis tandis que dans les ondes plus courtes (rayonnement ultraviolet) ce sont surtout les atomes d'argent qui assurent l'émission.

Une photocathode à l'antimoine-césium représentée schématiquement sur la figure 4.1,*d* est une combinaison chimique d'antimoine et de césium avec une impureté d'atomes de césium. Le travail de sortie étant relativement grand (1,47 eV), l'émission la plus intense a lieu dans la partie d'ondes courtes (violet et bleu) du spectre

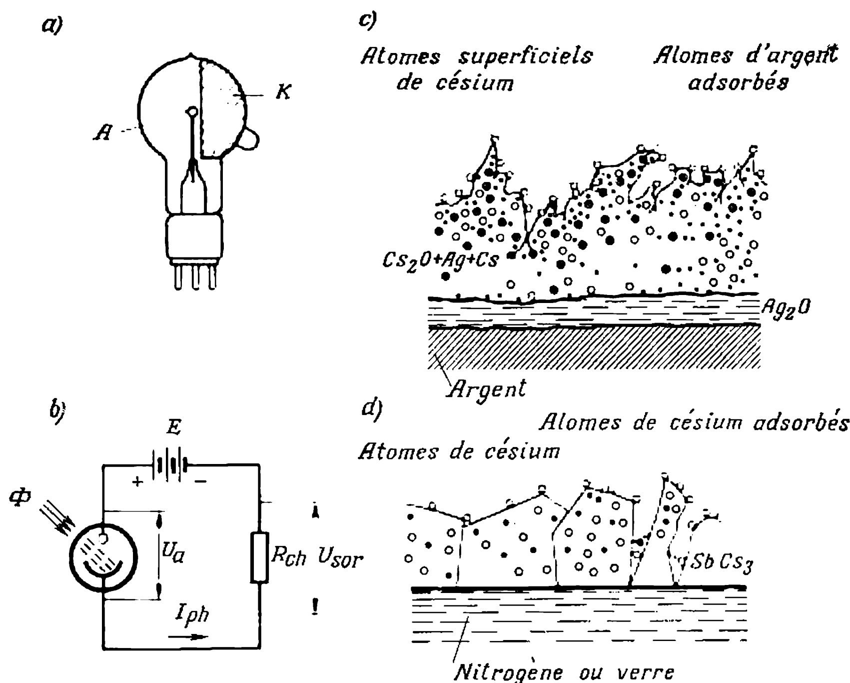


Fig. 4.1. Cellule photo-émissive (*a*) ; schéma de son branchement (*b*) ; structure schématique d'une cathode à l'oxyde de césium (*c*) ; structure schématique d'une cathode à l'antimoine-césium (*d*)

visible. L'avantage d'une photocathode à l'antimoine-césium en comparaison avec celle à l'oxyde de césium réside dans un rendement quantique plus élevé, c'est-à-dire dans un nombre plus grand d'électrons libérés par un quantum d'énergie.

L'anode dans les cellules photoélectriques a généralement la forme d'une boucle de fil ou d'un fin grillage métallique pour qu'elle ne s'oppose pas au passage du flux lumineux vers la cathode. Les électrons émis par la photocathode partent vers l'anode sous l'action du champ positif créé par la tension anodique.

Les cellules à gaz diffèrent des cellules à vide seulement par ce qu'après l'évacuation de l'air et d'autres gaz elles sont remplies

d'une certaine quantité d'un gaz inerte (dans la plupart des cas d'argon). L'ionisation des atomes du gaz par les électrons provoque un accroissement du flux d'électrons partant vers l'anode ce qui augmente le courant total (facteur d'amplification du gaz). Les cellules photoélectriques à gaz sont fabriquées surtout avec une cathode à l'oxyde de césium.

Le schéma de la figure 4.1,*b* montre le branchement d'une cellule photo-émissive dans un circuit électrique. La source de tension communique à l'anode de la cellule un potentiel positif par rapport à sa cathode. Les électrons émis par la cathode et accélérés par le champ dans la direction de l'anode créent un courant photoélectrique I_{ph} qui passe par la cellule et la résistance de charge R_{ch}. L'intensité

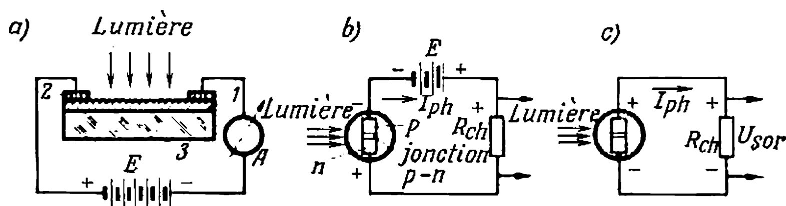


Fig. 4.2. Schémas de branchement: d'une photorésistance (*a*), d'un photoconvertisseur à diode (*b*) et d'un photogénérateur (*c*)

du courant photoélectrique d'une cellule donnée dépend de l'intensité et de la composition spectrale du flux lumineux Φ tombant sur la cathode, du pouvoir photo-émissif de la cathode ainsi que de la tension d'alimentation E et de la résistance R_{ch} insérée dans le circuit de charge.

Les cellules photoélectriques à semi-conducteur les plus employées sont les suivantes: photorésistances, photodiodes et phototransistors.

Le schéma de la figure 4.2,*a* illustre l'organisation d'une photorésistance. Sur une plaque de verre *3* est portée une couche semi-conductrice *1* dont la résistance électrique varie avec l'éclairement ou avec la température ayant pour effet l'accroissement dans cette couche du nombre de porteurs libres (électrons et trous). Pour connecter la photorésistance à la source de tension les contacts *2* sont fixés sur la couche semi-conductrice. La source de tension peut être connectée à la photorésistance avec une polarité quelconque.

En l'absence de lumière, la photorésistance et le circuit extérieur sont parcourus par un faible courant dit courant « d'obscurité ». Lorsque la surface de la photorésistance est éclairée, le courant y augmente et le circuit extérieur est parcouru par le courant « d'obscurité » et celui « de lumière » (dit courant net). Les photo-

diodes et phototransistors fabriqués généralement avec du germanium et du silicium ne diffèrent pas en principe par leur structure des diodes et des transistors au germanium examinés aux §§ 1.4 et 2.3. Mais les porteurs de courant (charges) y sont excités par des quanta de lumière (photons) dans des régions réduites des couches *p* ou *n*, près de l'une des jonctions *p*-*n*. Les photodiodes (fig. 4.2,*b*) comportent deux couches à conductivités *p* et *n* séparées par une jonction *p*-*n*, et les phototransistors en comportent trois séparées par deux jonctions *p*-*n*: jonction émetteur-base et jonction base-collecteur.

Les photodiodes peuvent fonctionner en deux régimes: 1) avec une tension extérieure appliquée; 2) en l'absence de tension extérieure. En premier régime, dit *régime de photoconversion*, les charges libérées par la lumière se déplacent à l'intérieur de l'élément sous l'action de la tension extérieure appliquée. En second régime, appelé *régime de photogénérateur* (ou régime de soupape), le rayonnement lumineux engendre dans la diode une force électromotrice capable d'assurer un courant dans le circuit intérieur et dans le circuit extérieur (de charge).

La figure 4.2,*b* montre le montage d'une photodiode fonctionnant en régime de photoconvertisseur. La couche *p* est connectée au pôle négatif de la source du courant et la couche *n* au pôle positif. Avec une telle polarité correspondant au sens bloquant et en l'absence de lumière, la photodiode est parcourue par un faible courant « d'obscurité » correspondant au courant inverse dans la soupape. Si l'on éclaire la diode, le flux lumineux libère dans le semi-conducteur, au voisinage de la jonction *p*-*n*, un nombre complémentaire de charges (les charges libérées aux endroits plus éloignés de la jonction *p*-*n* recombinent de nouveau) et le courant dans la cellule photoélectrique augmente d'une valeur correspondant au courant « de lumière ».

Le principe de fonctionnement des photodiodes et les relations quantitatives des processus qui s'y déroulent sont examinés de façon plus détaillée au § 4.5.

La figure 4.2,*c* montre le montage d'une diode fonctionnant en régime de photogénérateur. Les charges libres créées par les quanta de lumière et qui s'accumulent près des électrodes créent une différence de potentiel qui détermine la force électromotrice propre de la photodiode.

Dans les phototransistors le courant engendré par la lumière près de l'une des jonctions *p*-*n* est ensuite amplifié par la deuxième. Pour cette raison, la sensibilité des phototransistors est supérieure à celle des photodiodes.

Les propriétés des cellules photoélectriques sont évaluées d'après leurs caractéristiques et les paramètres qui lient les grandeurs électriques et photométriques.

La principale caractéristique d'une cellule photoélectrique est sa courbe de réponse à l'éclairement. Elle détermine la variation du courant de la cellule en fonction du flux lumineux incident (ou de l'éclairement). Les courbes de réponse des cellules photo-émissives sont indiquées sur la figure 4.3,*a*. La courbe *1* se rapporte à une

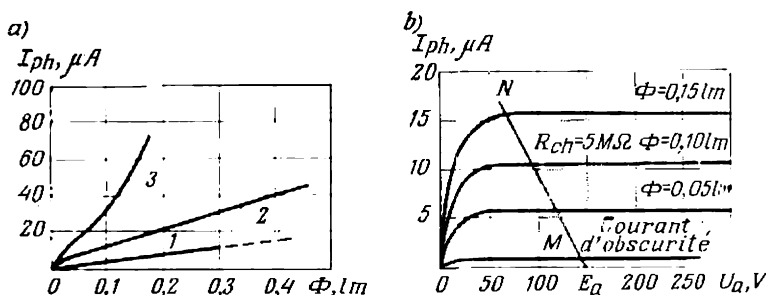


Fig. 4.3. Caractéristiques de réponse des cellules photoélectriques (*a*) à l'oxyde de césium *1* ; à l'antimoine-césium *2* et d'une cellule à gaz *3* ; famille des caractéristiques courant-tension d'une cellule à vide et droite de charge (*b*)

cellule à vide à l'oxyde de césium, la courbe *2* à une cellule à vide à l'antimoine-césium et la courbe *3* à une cellule à gaz à cathode à l'oxyde de césium.

Dans la partie rectiligne de la courbe de réponse

$$I_{\text{ph}} = k\Phi, \tag{4.1}$$

où k est un coefficient de proportionnalité qui détermine la sensibilité de la cellule.

Généralement ce coefficient est mesuré en microampères (ou en milliampères) par lumen du flux lumineux. Lorsqu'on remplace le flux lumineux par l'éclairement, ce qui est plus commode car cela n'exige pas la prise en considération de la surface active de la cathode, la sensibilité est déterminée d'après le courant rapporté à l'unité d'éclairement, le lux.

On distingue deux coefficients de sensibilité : le coefficient intégral et le coefficient spectral. Le premier détermine la sensibilité pour un flux lumineux provenant d'une source normalisée polychromatique, et le second détermine la sensibilité en lumière monochromatique comprenant un rayonnement dans les limites d'une bande très étroite de variation de longueurs d'onde (théoriquement, une seule longueur d'onde).

Pour un éclairement variable (lumière modulée) outre la sensibilité intégrale on utilise la sensibilité différentielle déterminée par la dérivée

$$S = \frac{dI}{d\Phi}. \tag{4.2}$$

En plus de la sensibilité en courant on utilise également la notion de sensibilité en tension (sensibilité voltaïque) déterminée par le rapport de la tension de sortie aux bornes d'une résistance de charge normalisée au flux lumineux ou à l'éclairement.

La sensibilité intégrale est mesurée à l'aide d'une source étalon de lumière. On utilise généralement une lampe à incandescence à filament de tungstène chauffé à $T = 2850$ °K. La sensibilité intégrale des cellules à vide à l'oxyde de césium est comprise entre 25 et 35 μA/lm; celle des cellules à l'antimoine-césium entre 80 et 120 μA/lm et celle des cellules à gaz entre 150 et 250 μA/lm.

Avec le temps la sensibilité intégrale des cellules photoélectriques baisse et ce phénomène est appelé *vieillissement.* Le vieillissement est particulièrement sensible durant la première période de fonctionnement des cellules photoélectriques. En plus du vieillissement on observe également le phénomène de fatigue des photocathodes qui se manifeste par la diminution temporaire de sa sensibilité sous l'action de la lumière. La fatigue augmente notablement lorsque l'éclairement devient supérieur à la valeur admissible. Les cellules à gaz vieillissent beaucoup plus vite que celles à vide. Mais la sensibilité intégrale résiduelle des cellules à gaz est plus grande que celle des cellules à vide.

La caractéristique courant-tension d'une cellule est aussi très importante. Elle détermine le courant dans la cellule en fonction de la tension appliquée. La figure 4.3,*b* montre une famille de caractéristiques courant-tension d'une cellule à vide. Le flux lumineux Φ y figure comme paramètre.

Les caractéristiques indiquées montrent qu'avec l'accroissement de la tension anodique le courant photoélectrique augmente d'abord rapidement. Cela est dû à l'accroissement, au fur et à mesure de l'amplification du champ anodique, de son effet de focalisation. Le passage sur la partie horizontale de la caractéristique correspond au régime de saturation qui commence lorsque tous les électrons émis par la cathode atteignent l'anode.

La caractéristique inférieure de la figure 4.3,*b* est tracée à une échelle plus grande. Le courant « d'obscurité » est la somme du courant thermo-électronique de la cathode et du courant de fuite par l'isolement. Avec l'accroissement de la température le courant « d'obscurité » croît notablement surtout grâce à l'accroissement de sa composante thermo-électronique. Le courant « d'obscurité » des cellules à vide ne dépasse pas 10^{-8} à 10^{-7} A et le courant « d'obscurité » des photorésistances et des photoconvertisseurs est généralement beaucoup plus grand.

La famille de caractéristiques courant-tension de la cellule photoélectrique sur la figure 4.3,*b* est complétée par une droite de charge *MN*. Les points de son intersection avec les caractéristiques permettent de tracer la caractéristique de réponse dynamique

de la cellule $I_{ph} = \varphi(\Phi)$ pour une résistance de charge donnée R_{ch}.

Lorsque la cellule photoélectrique fonctionne en régime de saturation (ce qui est le cas courant) on peut calculer le régime analytiquement à l'aide d'un schéma équivalent indiqué sur la figure 4.4,*a*. La cellule photoélectrique et la source de tension d'alimentation y sont remplacées par une source de courant.

Lorsque le flux lumineux est modulé à une fréquence élevée, les propriétés d'inertie des cellules se font sentir. Ces propriétés dans les cellules à vide sont déterminées surtout par le temps de transit des électrons depuis la cathode vers l'anode. Dans les cellules

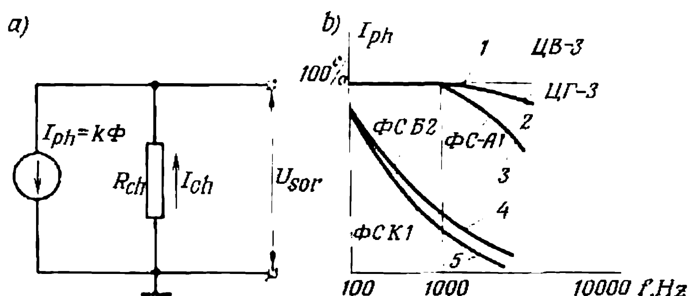


Fig. 4.4. Schéma équivalent (*a*) et caractéristiques de réponse en fréquence des cellules photoélectriques (*b*) à vide *1*, à gaz *2* et des photorésistances au sulfure de plomb *3*, au sulfure de bismuth *4* et au sulfure de cadmium *5*

à gaz le courant croît moins rapidement car un certain temps est nécessaire pour que le phénomène d'ionisation du gaz se déroule en avalanche. Le retard dans la diminution du courant est déterminé principalement par le temps nécessaire pour la recombinaison des charges résiduelles et la disparition des atomes métastables. Pour les photorésistances ce retard est encore plus grand vu que la probabilité de la recombinaison des trous avec des électrons est plus faible que dans un milieu gazeux à basse pression.

Cette inertie fait que l'amplitude du courant photoélectrique n'arrive pas à atteindre, à l'instant du maximum du flux lumineux, les mêmes valeurs qu'avec un éclairage constant.

La baisse de l'amplitude du courant photoélectrique avec la fréquence est prise en compte d'après les caractéristiques de réponse en fréquence. Les caractéristiques types des cellules photo-émissives et des cellules photoconductives (photorésistances) sont indiquées sur la figure 4.4,*b*. La courbe *1* se rapporte à une cellule à vide (type ЦВ-3). L'amplitude du courant de sortie y reste au même niveau dans toute la gamme des fréquences examinées. La courbe *2* est relative à une cellule à gaz (type ЦГ-3). L'amplitude du courant

photoélectrique commence à diminuer au-delà de 1 kHz et pour la fréquence $f = 10$ kHz elle diminue de 10 à 15 % par rapport à sa valeur initiale. Dans les photorésistances du type ФС-А1 (courbe *3*) pour la fréquence $f = 10$ kHz le courant photoélectrique diminue jusqu'à 50 à 60 %. Dans d'autres types de photorésistances (courbes *4* et *5*) l'amplitude du courant photoélectrique pour une fréquence de plusieurs kilohertz ne dépasse plus 10 à 15 % de sa valeur initiale.

Vu que les différents types de cellules photoélectriques répondent de façon inégale aux ondes lumineuses de différentes longueurs,

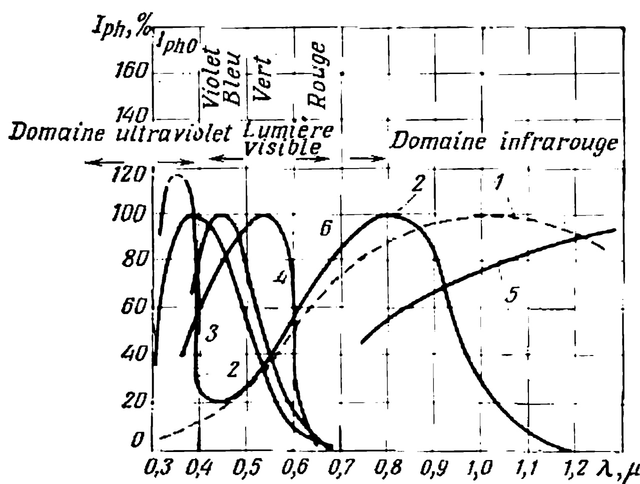


Fig. 4.5. Caractéristiques spectrales: d'une source de lumière *1*, d'une cellule photoélectrique à l'oxyde de césium *2*, à l'antimoine-césium *3* et des photorésistances au sulfure de cadmium *4*, au sulfure de plomb *5* et d'un photogénérateur au sélénium *6*

c'est la caractéristique spectrale qui est la caractéristique la plus importante des cellules photoélectriques. Elle détermine la variation du courant photoélectrique en fonction de la longueur d'onde d'un rayonnement monochromatique pour un flux lumineux constant.

La figure 4.5 montre les caractéristiques spectrales relevées pour différents types de cellules photoélectriques. Sur la même figure est représentée la répartition de l'énergie suivant le spectre (spectre de rayonnement) d'une source de lumière étalon (courbe *1*). En abscisses est portée l'échelle des longueurs d'onde (en microns) et en ordonnées l'échelle des valeurs relatives du courant photoélectrique en fractions du courant maximal qui pour tous les types de photo-

cathodes est considéré comme égal à 100 % sauf la cellule à l'oxyde de césium pour laquelle on a adopté comme 100 % le maximum à ondes longues. En comparant l'activité spectrale de la source de rayonnement à la caractéristique spectrale de la cellule on peut juger, d'après les portions en chevauchement, quelle est la partie du flux lumineux de la source qui est utilement employée dans la cellule considérée comme transformateur d'énergie rayonnante en énergie électrique.

Le domaine visible du spectre comprend les longueurs d'onde entre 0,4 et 0,7 μ. Il est représenté sur la figure par quatre couleurs du spectre (des sept couleurs qu'on peut distinguer). A droite de la limite rouge est située la partie infrarouge du spectre lumineux et à gauche de la partie violette se trouve sa partie ultraviolette.

Comme on le voit d'après la caractéristique de rayonnement (courbe *1*) dans le domaine visible du spectre est située seulement une certaine partie du rayonnement global (intégral) d'une lampe à incandescence. Pour évaluer la partie du flux lumineux de la source utilisée dans la cellule la position relative des maximums des caractéristiques spectrales des sources de lumière et de la cellule sert d'indice important. Ces maximums sont appelés *maximums sélectifs*.

Une cellule à vide à cathode à l'oxyde de césium possède, comme on le voit sur la figure 4.5 (courbe *2*), deux maximums sélectifs dont l'un se trouve dans le domaine infrarouge (ondes longues) et l'autre dans le domaine ultraviolet (ondes courtes) du spectre. La cellule à vide à cathode à l'antimoine-césium a une caractéristique spectrale *3* dont le maximum sélectif se trouve près de la limite séparant les domaines visible et ultraviolet du spectre. La caractéristique spectrale *4* est relative à une photorésistance au sulfure de cadmium. La courbe *5* montre le commencement de la caractéristique spectrale d'une photorésistance au sulfure de plomb. Son maximum sélectif se trouve bien à droite de la gamme de fréquences considérées. Avec un maximum sélectif dans l'infrarouge si lointain on peut contrôler à l'aide des photorésistances au sulfure de plomb, à l'antimoine-indium et au plomb tellureux le rayonnement des corps faiblement chauffés.

Les maximums sélectifs des photodiodes et des phototransistors se trouvent dans une gamme comprise entre 0,8 et 1,2 μ tandis que la limite d'ondes longues se situe près de 1,2 à 1,3 μ.

Une photodiode au sélénium qui ne peut fonctionner qu'en régime de photogénérateur occupe une place à part. Sa caractéristique spectrale (courbe *6*) est proche de la courbe de sensibilité de l'œil humain. Ceci explique le large emploi de la cellule au sélénium dans la photométrie physique.

Les types industriels et les caractéristiques des cellules photoélectriques sont indiqués dans les aide-mémoire et catalogues.

§ 4.3. Photomultiplicateurs

Les flux lumineux qui peuvent être injectés dans une cellule photoélectrique sont limités: a) par la surface utile de la cathode et de la fenêtre, b) par l'éclairement admissible de la cathode ne provoquant pas sa fatigue. Les valeurs maximales des flux lumineux dans les cellules photo-émissives sont comprises entre 10^{-3} et 10^{-2} lm. Avec de tels flux et les valeurs indiquées de la sensibilité intégrale les courants de sortie des cellules photo-émissives ne dépassent pas quelques microampères. Les valeurs très faibles des courants des

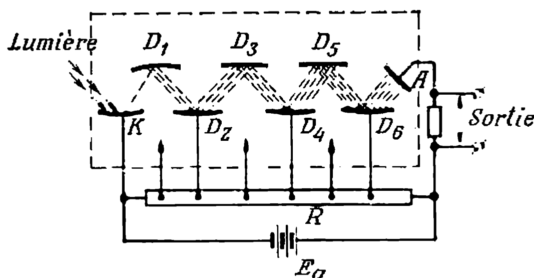


Fig. 4.6. Schéma fonctionnel et schéma de branchement d'un photomultiplicateur

cellules photoélectriques imposent dans la plupart des cas l'amplification préliminaire du courant photoélectrique à l'aide des amplificateurs extérieurs de tension continue ou alternative.

On peut éviter l'emploi d'amplificateurs extérieurs en utilisant des appareils à amplification intérieure du courant photoélectrique. Il s'agit d'une cellule photoélectrique à multiplicateur d'électrons appelée tout court photomultiplicateur. Le grand coefficient d'amplification intérieure que présente cet appareil permet d'enregistrer des flux lumineux très faibles ce qui prouve sa grande sensibilité.

L'organisation schématique d'un photomultiplicateur est indiquée sur la figure 4.6. L'amplification intérieure y est obtenue grâce à l'utilisation d'un phénomène connu sous le nom d'émission secondaire. Comme nous avons déjà indiqué au § 2.2, ce phénomène réside dans la capacité des substances d'émettre des électrons secondaires lorsque leur surface est bombardée par des électrons primaires.

L'intensité de l'émission secondaire qui dépend de la composition de la substance et de l'énergie des électrons primaires est évaluée par le taux d'émission secondaire σ qui est le rapport du nombre d'électrons secondaires au nombre d'électrons primaires. Pour certaines substances $\sigma < 1$ et pour d'autres $\sigma > 1$. Les substances

dont $\sigma > 1$ sont utilisées comme émetteurs intermédiaires (appelés dynodes) dans les photomultiplicateurs.

Le photomultiplicateur de la figure 4.6 comporte six dynodes (D_1 à D_6). En général, les photomultiplicateurs industriels peuvent en avoir de 10 à 14. Une dynode est une plaque de nickel recouverte d'une couche d'oxyde de césium ou d'antimoine-césium. Pour créer un champ accélérateur entre les dynodes, la cathode et l'anode, on les connecte à un diviseur de tension aux échelons de l'ordre de 80 à 150 V.

Le flux d'électrons émis par la cathode sous l'action des quanta de lumière est focalisé et accéléré par le champ électrique dans la direction de la dynode D_1. En bombardant la surface de cette dynode, les électrons primaires en font sortir un flux d'électrons secondaires σ fois supérieur au flux primaire. De la première dynode D_1, le flux d'électrons se dirige vers la dynode D_2 où grâce à l'émission secondaire il augmente de σ^2 fois en comparaison du flux primaire ayant quitté la photocathode. Après avoir parcouru n dynodes le flux d'électrons résultant est amplifié de σ^n fois. Par conséquent, si $\sigma = 3$ ou 4 et le photomultiplicateur comporte 10 à 12 dynodes le courant de sortie est 10^6 fois et même plus supérieur au courant photoélectrique de la cathode. Cela permet de mesurer des flux lumineux très faibles (jusqu'à 10^{-5} lm). Les valeurs absolues du courant de sortie des photomultiplicateurs ne peuvent pas dépasser 1 ou 2 mA vu la surcharge éventuelle qui provoque la fatigue et la dégradation de la surface d'émission des dynodes voisines de l'anode.

Les caractéristiques courant-tension des photomultiplicateurs qui donnent la variation du courant de sortie en fonction de la tension totale appliquée au photomultiplicateur sont analogues à celles d'une cellule photoélectrique à vide.

On trouve dans les catalogues les paramètres des photomultiplicateurs industriels.

§ 4.4. Photorésistances

Comme nous avons déjà indiqué au § 4.2 le fonctionnement des photorésistances (cellules photoconductives) est basé sur l'accroissement par des quanta de lumière du nombre de porteurs libres à l'intérieur de la couche semi-conductrice. La concentration de tels porteurs qui détermine la densité maximale possible du courant dépend de la concentration des atomes d'impuretés ionisés par les quanta de lumière, de la largeur de la bande interdite, du rendement quantique (du nombre d'électrons libérés par un quantum de lumière) ainsi que de la durée de vie des porteurs libres.

La concentration des atomes d'impuretés ionisés par les quanta de lumière (les photons) dépend de la concentration résiduelle des atomes d'impuretés à la suite de l'ionisation d'une partie de ceux-ci par les quanta de chaleur (les phonons). Quant au degré d'ionisation

thermique, il dépend de la température de la couche semi-conductrice. Plus cette température est basse plus le nombre d'atomes d'impuretés ionisés par les quanta de lumière est élevé, ce qui fait que la sensibilité de la photorésistance au flux lumineux devient plus grande. Pour cette raison, afin d'assurer une haute sensibilité des appareils indicateurs destinés à enregistrer de très faibles flux dans le domaine du rayonnement infrarouge médian et lointain (longueurs d'ondes de 3,5 à 15 μ et plus) les photorésistances qui en font partie sont refroidies artificiellement.

Dans l'infrarouge proche ainsi que dans le spectre visible, les photorésistances fonctionnent à la température ordinaire du milieu ambiant.

La figure 4.7,*a* montre l'organisation d'une photorésistance industrielle (type ФСА-1). Un corps en matière plastique avec une

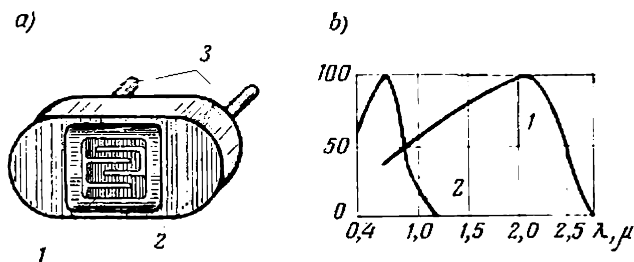


Fig. 4.7. Organisation (*a*) et caractéristiques spectrales des photorésistances (*b*) au sulfure de plomb *1* et au sulfure de bismuth *2*

fenêtre permettant le passage de la lumière abrite une plaque de verre *2* sur laquelle sont portées les électrodes en forme de peigne. L'espace entre les électrodes est rempli d'une couche semi-conductrice *1*. Les électrodes *3* sont connectées aux broches traversant le corps. Pour protéger la couche semi-conductrice contre l'humidité elle est recouverte d'un vernis transparent. Selon le type de la photorésistance, la surface utile de la couche est comprise entre 0,01 et 0,4 cm². Le type de la photorésistance est choisi en fonction du spectre du corps rayonnant. Les photorésistances de type industriel sont fabriquées avec du sulfure de plomb, de bismuth et de cadmium.

Pour indiquer la température et la position des corps chauffés à une température relativement faible (de l'ordre de 200 à 400 °C) il convient d'utiliser les photorésistances au sulfure de plomb (marquage ФСА suivi d'un numéro d'ordre) dont le maximum de la caractéristique spectrale se trouve, comme le montre la courbe *1* de la figure 4.7,*b*, dans l'infrarouge proche (1,8 à 2,5 μ).

Les caractéristiques spectrales des photorésistances au sulfure de bismuth marquées ФС-Б (courbe *2*) se trouvent à peu près dans

la même gamme de longueurs d'ondes que celles des résistances au sulfure de cadmium marquées ФС-К (courbe *4* de la figure 4.5), passant en partie par le spectre visible.

La particularité caractéristique des photorésistances est l'allure linéaire de leurs caractéristiques courant-tension (fig. 4.8,*a*). Ceci est valable non seulement pour le courant net (dû à l'éclairement) mais aussi pour le courant d'obscurité qui représente dans les photorésistances une part notable du courant net. Une telle allure des caractéristiques courant-tension montre que la sensibilité intégrale des photorésistances dépend de la tension appliquée. Pour cette

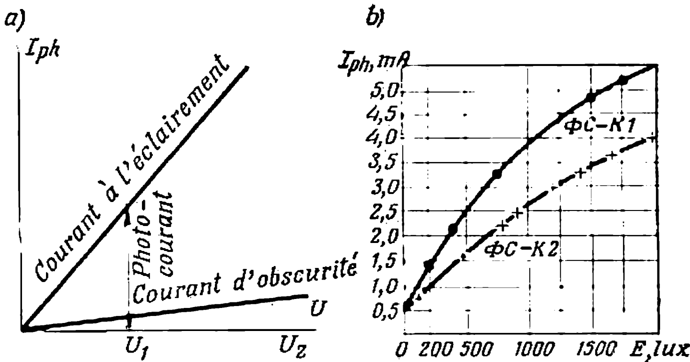


Fig. 4.8. Caractéristiques courant-tension (*a*) et courbes de réponse (*b*) de deux types de photorésistances au sulfure de cadmium

raison, pour l'évaluation des photorésistances on se sert souvent de la notion de sensibilité spécifique K_0 (μA/lm·V). Elle représente la sensibilité intégrale rapportée à 1 V de tension appliquée. Les valeurs numériques de la sensibilité spécifique des photorésistances au sulfure de plomb sont comprises entre 400 et 500 μA/lm·V. Pour les photorésistances au sulfure de bismuth $K_0 = 1000$ μA/lm·V et pour les photorésistances au sulfure de cadmium cette sensibilité est comprise entre 2500 et 3000 μA/lm·V. La haute valeur de K_0 (qui est plus de cent fois supérieure à la sensibilité intégrale des cellules photoélectriques à vide) ainsi que la vaste gamme du spectre de rayonnement infrarouge (thermique) ont déterminé un large emploi des photorésistances comme indicateurs et capteurs thermiques.

Comme on le voit sur la figure 4.8,*b* les courbes de réponse à l'éclairement des photorésistances ne sont pas linéaires. Pour cette raison, le régime électrique d'un circuit comportant une photorésistance est généralement calculé graphiquement d'après les points de la courbe de réponse et de la caractéristique courant-tension.

En choisissant la tension d'alimentation d'un circuit comportant une photorésistance on cherche à obtenir une sensibilité intégrale suffisamment élevée et à limiter la puissance dissipée dans la photorésistance, car en dépassant cette puissance on peut provoquer une réaction irréversible.

La tension appliquée à une photorésistance au sulfure de plomb en charge prolongée ne dépasse généralement pas 15 V et la puissance quelques dixièmes de watt. La tension admissible des photorésistances au sulfure de bismuth peut être élevée jusqu'à 50 V et celle des photorésistances au sulfure de cadmium jusqu'à 300 ou 400 V pour à peu près la même puissance dissipée (0,1 ou 0,2 W). Ceci assure une haute sensibilité intégrale jusqu'à 1 A/lm. Avec une lumière modulée, la puissance électrique de crête peut être de 2 à 2,5 W.

Un défaut sérieux des photorésistances réside dans leur inertie. La constante de temps qui détermine la durée de montée de l'impulsion de courant pour une impulsion lumineuse rectangulaire atteint quelques centièmes de seconde. Seules les photorésistances au sulfure de plomb, comme le montre la caractéristique de la figure 4.4,*b*, peuvent travailler à plusieurs kilohertz de lumière modulée. Pour d'autres types de photorésistances la fréquence de modulation ne peut pas dépasser quelques centaines de hertz.

Un autre défaut des photorésistances est la variation notable de leur résistivité avec la température du milieu ambiant. Pour tous les 10 °C de variation de la température, la résistivité d'une photorésistance éclairée varie de 1 à 3 % de la valeur initiale. Le coefficient de température des photorésistances est négatif.

§ 4.5. Photodiodes et phototransistors

Nous avons déjà indiqué que par leur structure les photodiodes ne diffèrent pas des diodes semi-conductrices (des soupapes) décrites au § 1.4.

Comme dans une soupape à semi-conducteur, l'introduction des impuretés dans le monocristal crée une jonction *p-n* à champ électrique caractérisé par une barrière de potentiel φ_0. Cette barrière retarde le déplacement des porteurs majoritaires, c'est-à-dire des électrons, de la couche *n* vers la couche *p* et des trous de la couche *p* vers la couche *n*. Lorsqu'une photodiode fonctionne en régime de photoconvertisseur, c'est-à-dire quand à cette photodiode est appliquée une tension extérieure (fig. 4.2,*b* et 4.9,*a*), la barrière de potentiel dans la jonction augmente de φ_0 à $\varphi_0 + U_{\text{ext}}$ (fig. 4.9,*b*). Un tel accroissement ne fait pas varier le nombre de porteurs minoritaires passant par la jonction *p-n* qui créent un courant inverse dans la cellule photoélectrique tant qu'elle n'est pas éclairée.

Si l'on éclaire la diode, dans la couche *n* les photons ionisent les atomes du semi-conducteur (en premier lieu les atomes d'impu-

retés). Pour cette raison, la concentration des porteurs majoritaires (électrons) et des porteurs minoritaires (trous) dans la couche n augmente. L'accroissement de la concentration locale des trous près de la jonction provoque l'accroissement de leur diffusion vers la jonction p-n suivie de leur dérive dans la jonction même ainsi que dans la couche p.

Dans l'électrode de contact de la couche p les trous sont neutralisés par les électrons provenant du circuit extérieur, tandis que les électrons qui apparaissent dans la couche n partent directement

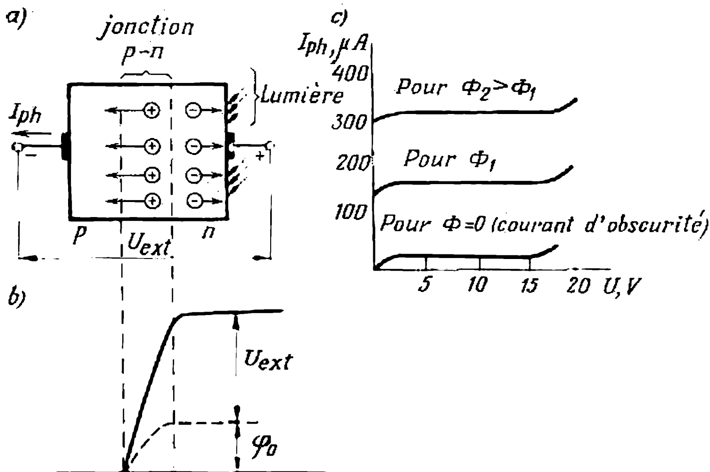


Fig. 4.9. Photoconvertisseur à diode:
a—schéma de fonctionnement; b—barrière de potentiel dans la jonction p-n; c—courbes de réponse

de cette couche dans le circuit extérieur. L'accroissement du courant dans le circuit extérieur qui a lieu alors représente le courant net dit de lumière. Le courant total dans le circuit est constitué par le courant d'obscurité et le courant net. Plus la couche n près de la jonction p-n est éclairée plus fort est le courant net. Les caractéristiques courant-tension qui correspondent à deux flux lumineux Φ_1 et Φ_2 sont indiquées sur la figure 4.9,*c*.

Quand la photodiode fonctionne en régime de photogénérateur (fig. 4.10,*a*) le déplacement des trous libérés par les quanta de lumière a lieu sous l'action du champ de la jonction p-n. Ils dérivent dans la couche p en la chargeant positivement tandis que les électrons restant dans la couche de base n la chargent négativement. Cela provoque l'apparition d'une différence de potentiel aux électrodes de la diode considérée (le circuit extérieur étant ouvert) comme de la force électromotrice E_{ph} du photogénérateur, et en même temps

une diminution de la barrière de potentiel dans la jonction de la même valeur E_{ph}. En régime permanent, le circuit extérieur étant ouvert, la barrière de potentiel dans la jonction disparaît complètement et E_{ph} devient égale à la valeur initiale de φ_0.

Dans un circuit fermé sur une résistance de charge, le photogénérateur et le circuit extérieur sont parcourus par un courant i et la

Fig. 4.10. Photogénérateur:

a—schéma de fonctionnement; *b*—barrière de potentiel dans la jonction *p-n* et *c*—courbes de réponse pour différentes valeurs de R_{ch} dans le circuit extérieur

tension aux bornes du photogénérateur $U_{ph} = iR_{ch}$. Puisque $U_{ph} < E_{ph}$, la barrière de potentiel dans la jonction reste mais sa valeur descend de φ_0 jusqu'à $\varphi = \varphi_0 - U_{ph}$ (fig. 4.10,*b*).

Par suite de la diminution de la barrière de potentiel de la jonction apparaît un flux de porteurs majoritaires sous forme de trous qui se déplacent de la couche *p* vers la couche *n* et un flux d'électrons se déplaçant en sens inverse.

Dans le cas général, lorsque le circuit est fermé, dans une photodiode existent deux flux de porteurs: un flux direct créé par des charges libérées par les quanta de lumière et un flux inverse dû au déplacement des porteurs majoritaires qui surmontent la barrière de potentiel dont la valeur est devenue plus faible.

Le circuit extérieur étant ouvert (marche à vide), quand la différence de potentiel entre les électrodes est égale à la force électromotrice et la barrière de potentiel dans la jonction disparaît, les deux flux sont égaux et le courant résultant dans la diode devient nul.

La valeur numérique de la f.é.m. qui prend naissance dans un photogénérateur dépend du type de ce dernier et de la valeur du flux lumineux incident. Cette relation est représentée par la courbe de réponse à l'éclairement de la figure 4.10,*c* tracée relativement à une valeur E_{ph} de la f.é.m.

Avec l'apparition du courant dans le circuit extérieur le courant inverse à l'intérieur de la diode diminue de la même valeur. Cela se produit automatiquement grâce à la diminution de la tension de E_{ph} à $U_{ph} = iR_{ch}$ aux bornes extérieures du photogénérateur.

Quel que soit le régime, le courant de charge dans le circuit extérieur du photogénérateur est la différence du courant direct (excité par le flux lumineux) et du courant inverse passant par la jonction *p-n*. Plus faible est la résistance de charge R_{ch} plus petit est le courant inverse et plus grand est le courant de charge (courbes de réponse de la figure 4.10,*c*). A la limite, lorsque la résistance de charge diminue jusqu'à zéro (le photogénérateur est court-circuité) le courant dans le circuit extérieur est égal au courant direct engendré par la lumière. Le courant inverse intérieur tombe alors jusqu'à zéro. La courbe de réponse en cas de court-circuit ($R_{ch} = 0$) est une droite. Pour des valeurs finies de R_{ch} les courbes de réponse comportent une portion de saturation.

Une faible résistance interne des photogénérateurs permet de les utiliser de façon efficace seulement dans les circuits à faible résistance de charge (appareils de mesure, amplificateurs spécialement choisis à faible résistance d'entrée).

Les diodes photoconvertisseuses (appelées souvent photodiodes) permettent, grâce à leur assez forte résistance interne, de les utiliser dans les circuits à grande résistance de charge, en particulier avec les amplificateurs à résistance d'entrée élevée.

Les photoconvertisseurs et photogénérateurs à semi-conducteurs sont fabriqués généralement à partir du germanium et du silicium. On utilise également des photogénérateurs au sélénium ce qui s'explique par leur caractéristique spectrale qui est proche de la courbe de sensibilité de l'œil humain.

La figure 4.11,*a* montre l'organisation d'une photodiode au silicium (type ФДК-1) utilisée comme indicateur de rayonnement infrarouge proche. Une plaque de silicium *1* comprenant des couches à conductivités *p* et *n* est soudée à l'aide d'un anneau en étain *2* à un porte-cristal *3*. La surface utile d'éclairement de la photodiode est de 2 mm². Le flux d'énergie lumineuse arrive sur cette surface par une lentille de verre *4* soudée au corps en covar *5* afin d'en assurer l'étanchéité. En bas, au corps est soudée une bague *6* qui embrasse une rondelle de verre par laquelle passent les entrées *7* et *8* de l'appareil. Pour assurer l'étanchéité et une grande robustesse des entrées elles sont enrobées dans de la résine époxy.

La photodiode ФДК-1 peut être utilisée en tant que convertisseur ou photogénérateur. Lorsqu'elle fonctionne comme photoconvertisseur on lui applique une tension de l'ordre de 20 V. Le maximum sélectif de sa caractéristique spectrale se situe entre 0,8 et 0,85 μ (fig. 4.11,*b*).

La limite de sa sensibilité aux ondes longues est λ = 1,2 μ. La sensibilité intégrale $K = 4$ mA/lm. Dans les photodiodes au

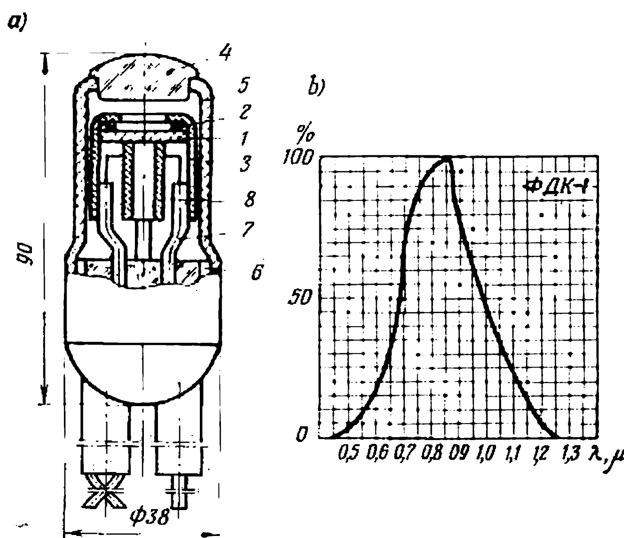


Fig. 4.11. Organisation d'un photoconvertisseur (*a*) et sa caractéristique spectrale (*b*)

germanium elle est encore plus grande et atteint 20 à 25 mA/lm. Ce chiffre est presque mille fois supérieur à la sensibilité des cellules à vide.

Le courant d'obscurité des photodiodes au silicium ne dépasse pas 1 μA et celui des photodiodes au germanium n'excède pas quelques 10 μA.

Les photodiodes au silicium peuvent fonctionner lors des variations de la température ambiante de —60 à +80 °C. La gamme de températures de fonctionnement des photodiodes au germanium est plus limitée (de —50 à +40 °C). Les photogénérateurs au silicium sont utilisés en particulier pour transformer l'énergie solaire en énergie électrique (piles solaires). Leur rendement atteint alors 8 à 10 %. Les photodiodes au célénium ne sont utilisées qu'en tant que photogénérateurs.

Parmi les nouveaux types de photogénérateurs il faut nommer ceux au sulfate de thallium et au sulfure d'argent. Ils possèdent

une haute sensibilité à la lumière et un coefficient de conversion élevé.

Les courants de sortie et la sensibilité des photoconvertisseurs à semi-conducteurs peuvent être augmentés considérablement lorsqu'on utilise un phototransistor au lieu d'une photodiode. L'organisation d'un phototransistor et son schéma de branchement sont indiqués sur la figure 4.12. On a ici trois couches de conductivité (*n-p-n*) avec deux jonctions *p-n* intermédiaires dont une jonction émettrice et l'autre collectrice. L'une des couches extérieures est

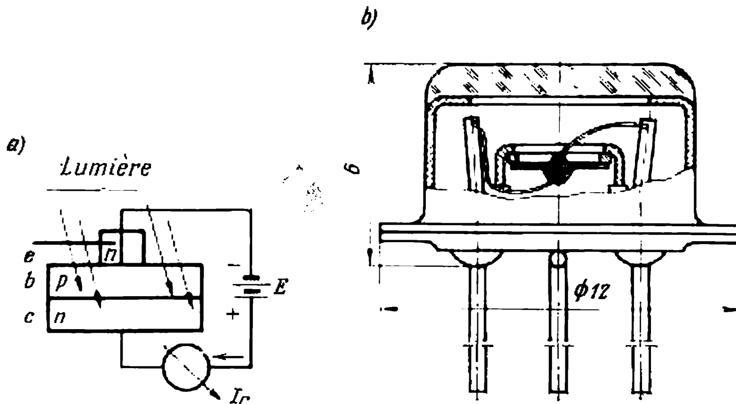


Fig. 4.12. Schéma de branchement (*a*) et organisation (*b*) d'un phototransistor

de petites dimensions pour permettre au flux lumineux de parvenir à la couche intermédiaire (la base). Cette dernière est suffisamment fine pour rapprocher la couche absorbant la lumière de la jonction *p-n*.

L'amplification intérieure du courant dans un phototransistor est due au fait que le courant engendré par la lumière dans l'une des jonctions est un courant de commande. L'autre jonction est amplificatrice comme dans les transistors utilisés dans les amplificateurs (voir § 2.3).

La figure 4.12,*b* montre l'organisation d'un phototransistor au germanium (type ФТ-1). Le cristal à trois couches comporte seulement deux sorties: d'émetteur et de collecteur, la base n'ayant pas de sortie extérieure. Dans d'autres types de phototransistors la base a aussi une sortie séparée.

La sensibilité intégrale d'un phototransistor du type ФТ-1 avec une surface d'éclairement de 2 mm² dépasse 500 mA/lm. Le courant d'obscurité dans un phototransistor croît simultanément avec le courant net. Dans le phototransistor du type examiné sa valeur atteint quelques dixièmes de milliampère.

Les phototransistors peuvent fonctionner seulement en régime de photoconvertisseur lorsqu'une tension extérieure leur est appliquée. La valeur de cette tension est assez petite, de l'ordre de 3 à 5 V.

§ 4.6. Applications des cellules photoélectriques

Les cellules photoélectriques sont largement utilisées dans les dispositifs d'électronique industrielle pour contrôler l'éclairage, la position des corps chauds dans l'espace, la transparence des milieux, les dimensions des corps, la qualité d'usinage de leurs surfaces, etc.

Dans certains cas le dispositif ne réagit qu'aux valeurs limites des grandeurs à contrôler (relais photoélectriques) et dans d'autres

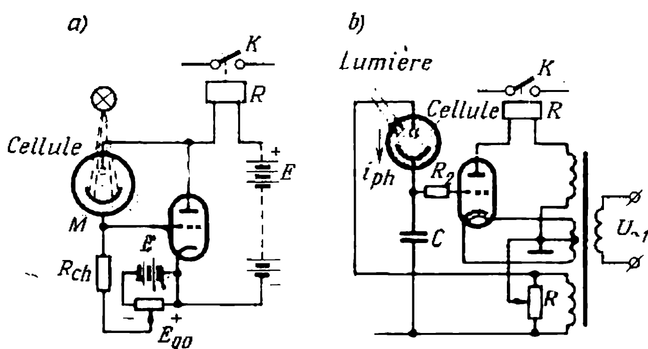


Fig. 4.13. Schéma des relais photoélectriques:
a—à cellule à vide alimentée sous tension continue : *b*—à cellule à gaz alimentée sous tension alternative

il est utilisé comme appareil permettant une mesure continue de l'état lumineux de l'objet (appareils de mesure photoélectriques). Lorsque les courants photoélectriques sont insuffisants pour actionner directement un organe de mesure ou d'exécution on a recours à des amplificateurs.

Examinons quelques relais et dispositifs de mesure photoélectriques simples. Les schémas des relais photoélectriques dans lesquels on utilise les cellules photo-émissives sont montrés sur la figure 4.13. Le dispositif schématisé par la figure 4.13,*a* est prévu pour la fermeture par la cellule photoélectrique, par l'intermédiaire d'un relais électromagnétique R, d'un contact K lorsque le niveau d'éclairement atteint une certaine limite supérieure. La cellule photoélectrique et la résistance de charge R_{ch} mise en série avec la cellule forment un diviseur de tension à point milieu M relié à la grille d'un tube amplificateur. Avec l'accroissement de l'éclairement le courant augmente dans la cellule photoélectrique. Cela provoque une diminution en valeur du potentiel négatif sur

la grille du tube. Le courant dans le tube augmente alors. Lorsqu'il atteint la valeur du courant d'enclenchement du relais R, les contacts de ce dernier se ferment et le circuit de mesure ou d'exécution est alors mis en jeu.

Lorsqu'une cellule photoélectrique à source d'alimentation séparée est connectée en parallèle avec la résistance R_{ch} et lorsqu'on introduit en série avec R_{ch} une source de polarisation positive, le fonctionnement du relais peut être assuré même lorsque l'éclairement diminue jusqu'à un certain minimum.

Au cas où l'utilisation d'une source de tension continue (d'un redresseur) alimentant le relais photoélectrique rend le dispositif

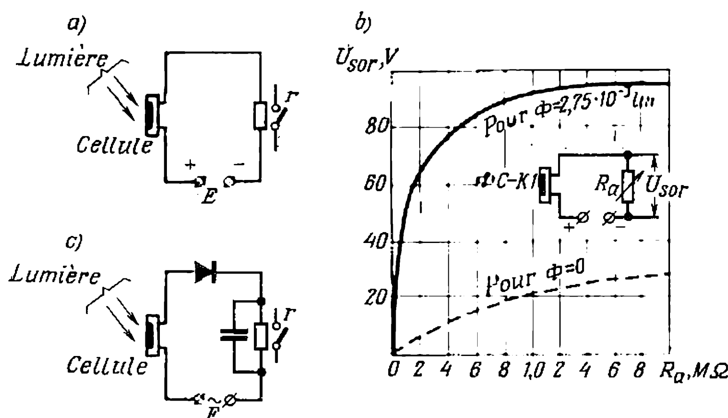


Fig. 4.14. Schéma des relais à photorésistances:
a—alimentés sous tension continue; b—alimentés sous tension alternative; c—caractéristiques de sortie

trop coûteux, on peut l'alimenter sous tension alternative. Le schéma d'une variante simple d'un relais photoélectrique alimenté en alternatif est indiqué sur la figure 4.13,*b*. En série avec la cellule photoélectrique (pour augmenter le courant de sortie on a adopté une cellule à gaz) est branché le condensateur C. Avec variation de l'éclairement le courant dans la cellule varie également. Cela fait varier la tension aux bornes du condensateur C et fait déphaser la tension de grille du tube par rapport à la tension d'anode. De cette façon on règle la durée de l'intervalle conducteur dans les limites de l'alternance positive et, par conséquent, la valeur moyenne du courant anodique du tube. Lorsque cette valeur atteint celle du courant d'enclenchement du relais, les contacts ferment le circuit de l'ensemble contrôlé.

Des schémas simples des relais photoélectriques utilisant des photorésistances (cellules photoconductives) sont indiqués sur la figure 4.14,*a* et *c*. Dans le premier schéma l'alimentation est assurée

par une source de tension continue et dans le deuxième, par une source de tension alternative. Vu que les courants photoélectriques y sont beaucoup plus intenses que ceux des cellules photo-émissives, on arrive à obtenir, avec des relais de faible puissance, les courants de fonctionnement requis, sans avoir recours aux amplificateurs intermédiaires, ce qui simplifie les dispositifs et les rend meilleur marché. La variation du courant lors du passage de l'état obscurci de la photorésistance à l'état éclairé assure une commande efficace des appareils contrôlés (même avec des flux lumineux relativement faibles). Par exemple, si l'on utilise une photorésistance au sulfure de cadmium (type ФС-К1), la tension aux bornes de la résistance de charge représentée en l'absence de lumière par une courbe en pointillé augmente, pour un flux lumineux $\Phi = 2{,}75 \cdot 10^{-3}$ lm, jusqu'aux valeurs déterminées par la courbe en trait continu (fig. 4.14,*b*).

§ 4.7. Thermistances à semi-conducteurs (thermistors)

Les thermistances reçoivent la chaleur transmise par conduction, convection ou rayonnement par des corps dont la température est contrôlée. Sous l'action des quanta thermiques (des phonons) le nombre de porteurs libres dans la thermistance augmente ce qui fait que sa résistance électrique diminue.

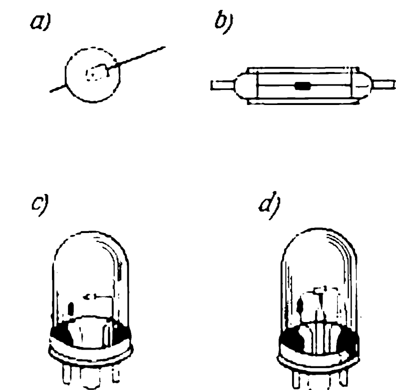


Fig. 4.15. Thermistances:
a—thermistance miniature type ТОС-М utilisée dans les circuits de mesure; *b*—thermistance miniature à vide type Т-8 pour haute fréquence; *c*—thermistance type ТП-2 utilisée dans les circuits de stabilisation; *d*—thermistance à chauffage indirect type ТКП

Les thermistances sont fabriquées à partir des semi-conducteurs polycristallins qui possèdent surtout une conductibilité électronique et un coefficient de température négatif élevé. Parmi ces matériaux il faut classer en premier lieu les oxydes de métaux (fer, nickel, manganèse, cobalt, magnésium et titane). Après le mélange et la compression de ces oxydes en poudre avec le liant on donne aux thermistances la forme et les dimensions qui correspondent au mieux aux conditions dans lesquelles elles sont utilisées.

La vue d'ensemble de certaines thermistances fabriquées en série est indiquée sur la figure 4.15. La figure 4.15,*a* montre une thermistance miniature du type ТОС-М fabriquée sous forme d'une petite rondelle à faible capacité calorifique. Elle est utilisée surtout dans les circuits de mesure et de réglage de température. La faible capacité

calorifique contribue à une égalisation rapide de la température de la thermistance et du milieu ambiant.

La figure 4.15,*b* montre une thermistance miniature du type T-8 utilisée pour la mesure des puissances dans la gamme de très hautes fréquences, les variations de la puissance étant mises en correspondance avec celles de la résistance. La thermistance est enfermée dans un tube de verre étanche dans lequel on a fait le vide. Le placement dans le vide prévient l'évacuation de la chaleur par conduction et convection. Une thermistance du type ТП-2 d'encombrement

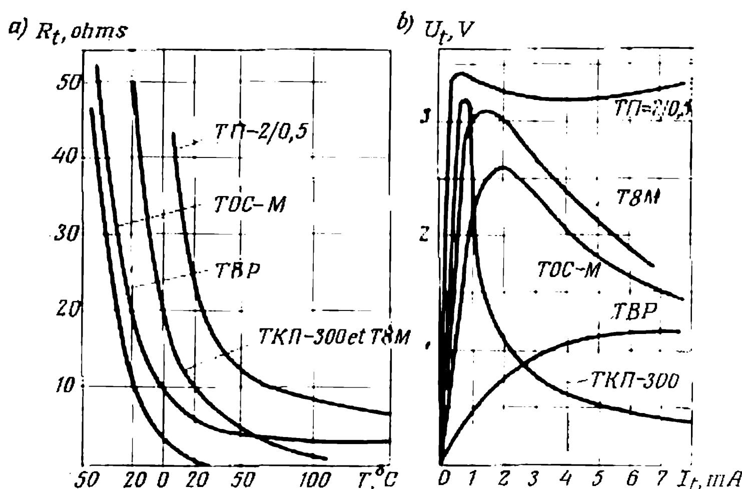


Fig. 4.16. Caractéristiques de température (*a*) et caractéristique courant-tension (*b*) (l'échelle pour TOC-M sera multipliée par dix)

plus élevé (fig. 4.15,*c*) est également placée dans un ballon à vide. Elle est utilisée dans les circuits basse tension pour stabiliser la tension.

La thermistance du type ТКП (fig. 4.15,*d*) diffère de la thermistance ТП par ce qu'elle comporte un enroulement chauffant électriquement isolé. Le chauffage indirect y est utilisé pour la liaison entre deux circuits séparés dont l'un est contrôlé et l'autre assure la commande.

Les principaux types de thermistances que nous avons énumérés sont construits en différentes versions qui se distinguent par les paramètres électriques et parfois par les caractéristiques.

La principale caractéristique d'une thermistance est sa caractéristique de température. La figure 4.16,*a* montre une famille de caractéristiques relatives aux différents types de thermistances.

La forte variation de la conductivité des thermistances avec la température fait que leurs caractéristiques courant-tension présentent une non-linéarité considérable (fig. 4.16,*b*).

Dans les caractéristiques courant-tension des thermistances prévues pour le passage de forts courants se distinguent nettement deux parties: 1) une partie de montée presque linéaire de tension qui correspond aux faibles courants, 2) une partie de baisse curviligne de tension qui correspond aux forts courants. Dans la première partie, la résistance d'une thermistance varie peu, la puissance thermique dégagée à l'intérieur étant tellement faible qu'elle n'influe presque pas sur la température de la thermistance. Alors la tension y croît presque à raison directe du courant. Dans la seconde portion de la caractéristique, la puissance électrique dissipée dans la thermistance augmente tellement que la puissance thermique augmente considérablement la température de la thermistance en diminuant sa résistance électrique. La diminution de la résistance due à la température dépasse l'accroissement du courant ce qui fait diminuer la tension aux bornes de la thermistance. En faisant varier les conditions de refroidissement de la thermistance on peut modifier la forme de sa caractéristique courant-tension.

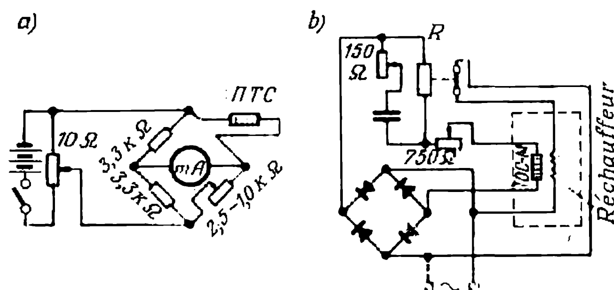


Fig. 4.17. Schémas de branchement des thermistances:
a—pour la mesure de température; *b*—pour le réglage de température dans un four de chauffage

Le schéma de la figure 4.17,*a* montre l'exemple d'utilisation d'une thermistance dans les circuits de mesure. La thermistance du type ПТС forme l'une des branches d'un pont de mesure. Pour une certaine température initiale le pont est équilibré. Lorsque la température de l'objet contrôlé change, la résistance de la thermistance varie et le milliampèremètre inséré dans la diagonale du pont indique ces variations.

Le schéma de la figure 4.17,*b* illustre l'utilisation d'une thermistance dans le système de réglage automatique de température. La thermistance y contrôle la température d'un four. Elle est insérée

dans le circuit d'un relais électromagnétique et est alimentée en courant continu. Les contacts du relais (normalement fermés) ouvrent le circuit des éléments chauffants du four lorsque le courant dans l'enroulement du relais augmente et atteint une valeur qui correspond à la température limite admissible.

§ 4.8. Indicateurs de rayonnements radioactifs et de rayons X

Les rayons X utilisés pour l'étude des structures cristallines des substances ainsi que des tissus vivants prennent naissance lors du freinage des électrons rapides par les métaux réfractaires (caractérisés par un grand poids atomique). Les rayons X sont fournis par des tubes à rayons X décrits dans le chapitre V. L'énergie des quanta des rayons X dépend de la vitesse des électrons qui les excitent, vitesse déterminée par la tension d'alimentation du tube. Cette tension peut être comprise dans une large gamme de valeurs de 20 à 1000 keV.

La haute capacité de pénétration des rayons X (évaluée d'après la profondeur de leur pénétration dans une substance) s'explique par l'interaction électrique relativement faible des quanta des rayons X et des particules de la substance.

Les rayons gamma sont des quanta d'énergie électromagnétique émis par les noyaux d'éléments radioactifs lors de la fission des neutrons du noyau en protons et électrons ou lors de la fusion de ces particules en particules neutres — neutrons.

Dans les dispositifs techniques on utilise généralement comme émetteurs de rayons gamma des isotopes radioactifs artificiels. Il en existe pour presque tous les éléments du tableau périodique. Certains isotopes utilisés surtout comme émetteurs de rayons gamma et leurs principaux paramètres sont indiqués au tableau 4.1.

Tableau 4.1

Paramètres de certains isotopes radioactifs utilisés comme émetteurs de rayons gamma

Dénomination de l'isotope	Période de demi-vie	Energie moyenne d'un quantum, MeV
Cobalt-60	5,3 ans	1,25
Césium-137	33 ans	0,67
Europium-154	16 à 4 ans	0,32
Iridium-142	72 jours	0,42

Parmi les principaux paramètres des isotopes radioactifs on doit citer la période de demi-vie déterminée par le temps qu'il faut

pour que la masse d'un isotope radioactif contenu dans une substance diminue de moitié.

Vu que la désintégration se produit d'après une loi exponentielle, la période de demi-vie est une constante qui ne dépend pas du commencement du comptage et de la quantité initiale de l'isotope dans la substance.

Le rayonnement gamma de nombreux éléments a lieu simultanément avec le rayonnement bêta qui représente les électrons quittant le noyau. Les isotopes caractérisés surtout par le rayonnement bêta sont indiqués au tableau 4.2.

Tableau 4.2

Caractéristiques de certains isotopes radioactifs utilisés surtout comme émetteurs de particules bêta

Dénomination de l'isotope	Période de demi-vie	Energie moyenne d'un quantum, MeV
Cobalt-40	$1{,}4 \cdot 10^9$ ans	0,51
Strontium-90	19,9 ans	0,61
Césium-134	2,3 ans	0,024
Césium-144	286 jours	0,084

Les rayons alpha qui sont des flux d'hélions (noyaux d'hélium comprenant chacun deux protons et deux neutrons) sont émis par des éléments lourds (radium-226, radon-222, uranium-235, plutonium-239, etc.). La valeur de l'énergie dont sont dotées les particules alpha est comprise entre 2 et 8 MeV.

Les émetteurs alpha sont utilisés plus rarement que les émetteurs gamma et bêta par suite de leur capacité de pénétration des particules alpha moindre et du prix de la substance radioactive plus élevé.

Une réduction de la capacité de pénétration des rayons alpha s'explique par leur interaction active avec le milieu ambiant. Par exemple, les particules alpha perdent une notable partie de leur énergie initiale ne parcourant dans l'air que quelques centimètres.

L'interaction de ces particules avec le milieu ambiant se traduit par l'ionisation des molécules de substance et l'intensité de cette ionisation se chiffre par des dizaines de milliers d'événements par centimètre de chemin parcouru.

Le chemin parcouru par les particules bêta est beaucoup plus grand. Dans l'air il est de plusieurs mètres. L'intensité d'ionisation est alors de l'ordre d'une centaine d'événements par centimètre de parcours.

Les rayons gamma ont une capacité de pénétration beaucoup plus grande que celle des rayons X. Leur interaction avec le milieu est

moins active que celle des particules bêta. Dans l'air les rayons gamma possédant une énergie initiale de un MeV parcourent un chemin d'environ 85 m avant de perdre la moitié de leur énergie initiale (couche de demi-absorption). Dans un milieu plus dense (métaux, verre, cuir) le degré d'affaiblissement de l'énergie des rayons gamma est beaucoup plus grand par suite d'une interaction plus énergique avec le milieu environnant.

La relation quantitative qui caractérise le degré d'affaiblissement de l'intensité (de l'énergie) des rayons bêta et gamma au fur et à mesure de leur passage par le milieu ambiant est exprimée par l'égalité :

$$J = J_0 e^{-\mu x}, \tag{4.3}$$

où J est l'intensité de rayonnement après la traversée d'une couche de substance d'épaisseur x ;
J_0 l'intensité initiale de rayonnement ;
μ le coefficient d'affaiblissement de l'intensité de rayonnement.

La valeur numérique de μ dépend du genre du rayonnement, de la substance qui l'absorbe ainsi que dans une certaine mesure de l'énergie des quanta du rayonnement. Le coefficient μ mesuré en cm^{-1} est inversement proportionnel à l'épaisseur de la couche qui affaiblit l'intensité de rayonnement de *e* fois. La valeur numérique de μ est proche de 1 cm^{-1} pour le plomb utilisé comme matériau de protection et de quelques centièmes de cm^{-1} pour la fonte.

On mesure l'intensité de rayonnement à l'aide des appareils à décharge dans les gaz ou des corps cristallins, les phosphores, dans lesquels les rayonnements gamma excitent des quanta de lumière. A la première classe d'appareils se rapportent les chambres d'ionisation à l'aide desquelles on mesure le flux intégral de rayonnement, et les compteurs à décharge dans les gaz produisant des impulsions de courant sous l'effet des particules radioactives ou des rayonnements électromagnétiques. A la seconde classe appartiennent les compteurs cristallins à scintillation utilisés avec des photomultiplicateurs.

Une chambre d'ionisation (fig. 4.18,*a*) est un dispositif comportant deux électrodes isolées l'une de l'autre. Selon la destination de la chambre et le genre de rayonnement, ses électrodes sont en métal ou en matière plastique recouverte d'une couche conductrice de graphite.

Lorsque des particules radioactives apparaissent dans la chambre, l'air ou un autre gaz qui s'y trouve devient ionisé. Cela fait changer la conductibilité du gaz dans la chambre et provoque la variation du courant dans le circuit comprenant une source de tension, la chambre et une résistance de charge R_{ch}. Les valeurs du courant de sortie même avec une surface relativement grande des électrodes sont très petites (de l'ordre de 10^{-12} à 10^{-8} A). Pour cette raison, on amplifie le courant à l'aide d'un amplificateur extérieur.

La tension appliquée à la chambre d'ionisation est choisie dans les limites de la portion horizontale *I* de la caractéristique courant-tension de la décharge électrique (fig. 4.18,*b*). Cette portion correspond à l'étape d'une décharge non autonome lorsque, par suite de la faible énergie des électrons, le facteur d'amplification du gaz n'intervient pas encore.

La portion horizontale est précédée par la montée de la caractéristique depuis zéro. Dans cette portion de montée tous les électrons primaires et les ions créés par les particules radioactives n'arrivent pas aux électrodes, une faible intensité de champ et des vitesses réduites de déplacement des charges n'empêchant pas qu'une partie

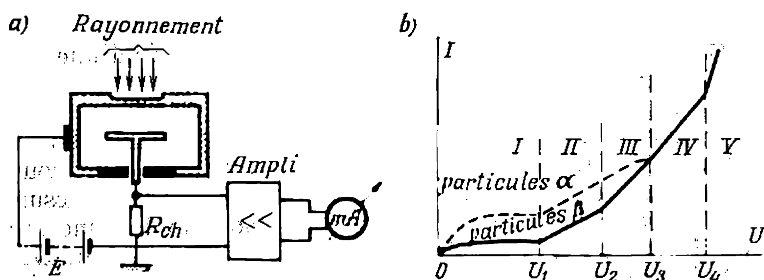


Fig. 4.18. Chambre d'ionisation:
a—organisation et schéma de branchement; *b*—caractéristiques courant-tension

de ces dernières recombine dans l'enceinte. Le régime de saturation représenté par la portion horizontale de la zone *I* correspond au départ de tous les électrons primaires vers les électrodes.

Plus grande est l'intensité d'ionisation du milieu par les particules radioactives, plus élevée est la valeur absolue du courant débité par la chambre d'ionisation. Pour cette raison, lors de l'ionisation d'un gaz par les particules alpha la partie horizontale de la caractéristique (courbe en pointillé) est située plus haut que lors de l'ionisation du gaz par des particules bêta.

La zone *II* correspond au régime d'accroissement linéaire du flux de porteurs arrivant aux électrodes en une seconde. Le coefficient de multiplication de porteurs par ionisation (coefficient d'amplification du gaz) ne dépend que de la vitesse des électrons primaires participant aux phénomènes d'ionisation par choc. Dans la zone *III*, aux phénomènes d'ionisation par choc s'ajoutent les phénomènes d'interaction des photons et des ions avec la cathode, ce qui fait croître le flux total de porteurs se dirigeant vers les électrodes et par la même occasion la valeur moyenne du coefficient d'amplification du gaz *M*. Celui-ci est calculé d'après le rapport du nombre de paires de charges créant le courant au nombre d'électrons pri-

maires libérés par les particules radioactives ou par les quanta de lumière.

Les compteurs fonctionnant dans la zone *II* sont des compteurs proportionnels et ceux fonctionnant dans la zone *III*, des compteurs à proportionnalité réduite.

Dans les compteurs proportionnels l'amplitude de l'impulsion de courant de sortie est proportionnelle au produit de n par M dans lequel n est le nombre d'électrons primaires créés par une particule radioactive ou par un quantum gamma. Le nombre n étant proportionnel à la valeur absolue de l'énergie des particules radioactives dans une gamme déterminée de variation de l'énergie, le compteur proportionnel permet non seulement de mesurer la densité du flux de rayonnement mais aussi de déterminer le spectre énergétique des particules. C'est un avantage des compteurs proportionnels. Cependant leur pouvoir résolvant déterminé d'après le niveau inférieur des particules pénétrant dans le compteur et que ce dernier peut enregistrer est relativement faible.

Les compteurs travaillant sur les portions *IV* et *V* de la caractéristique possèdent un pouvoir résolvant beaucoup plus grand. Leur régime de fonctionnement correspond à la zone de décharge autonome dans le gaz quand un nombre relativement petit d'électrons primaires peut provoquer une multiplication en avalanche de porteurs à laquelle participent les électrons primaires et secondaires ainsi que les électrons qui prennent naissance durant les étapes d'ionisation suivantes. Les compteurs à décharge autonome sont connus sous le nom de compteurs Geiger-Müller.

Vu que le compteur doit enregistrer chaque particule radioactive ou quantum qui y entre, les conditions de fonctionnement normal d'un compteur sont : 1) la création par les électrons primaires produits par chaque particule d'une décharge autonome de courte durée enregistrée à la sortie comme une impulsion de courant ; 2) la disparition rapide de la décharge (coupure) et des charges résiduelles (déionisation) ainsi que de quanta de lumière (photons) ionisant les atomes du gaz, de sorte qu'avant l'arrivée dans le compteur d'une particule radioactive suivante, l'état initial du milieu gazeux soit rétabli.

Une coupure rapide de la décharge peut être obtenue par l'introduction dans le circuit du compteur d'une résistance de charge R_{ch} tellement grande que la chute de tension dans cette dernière provoque une baisse de tension aux bornes du compteur pour laquelle la décharge ne peut plus exister ou par la création directement dans le milieu gazeux du compteur des conditions physiques pour lesquelles la décharge amorcée doit s'éteindre d'elle-même.

Les compteurs fonctionnant selon le second principe sont appelés *compteurs autocoupeurs*. Ils sont utilisés de préférence actuellement grâce au fait qu'on y obtient non seulement une coupure rapide de

la décharge mais aussi une disparition rapide des charges résiduelles (déionisation) et des photons. On y arrive en introduisant dans le compteur (avec le gaz principal) des impuretés telles que les haloïdes ou la vapeur de l'alcool méthylique. Les molécules lourdes de ces impuretés absorbent les photons et contribuent à la fusion d'ions et d'électrons en atomes neutres et molécules du gaz. Cela assure un rétablissement rapide de l'état initial du milieu gazeux.

La figure 4.19,*a* schématise un compteur autocoupeur qui enregistre les rayonnements gamma. Dans un ballon de verre rempli d'un gaz inerte après l'évacuation de l'air sont placées une cathode et une anode. Le rôle de cathode est joué par un cylindre métallique à paroi mince ou une couche métallique déposée directement sur la surface interne du tube de verre. On utilise comme anode un fil métallique fin (en tungstène ou en covar) tendu suivant l'axe du ballon. Comme impureté de coupure de la décharge on utilise dans ce compteur les vapeurs d'alcool méthylique ou de brome.

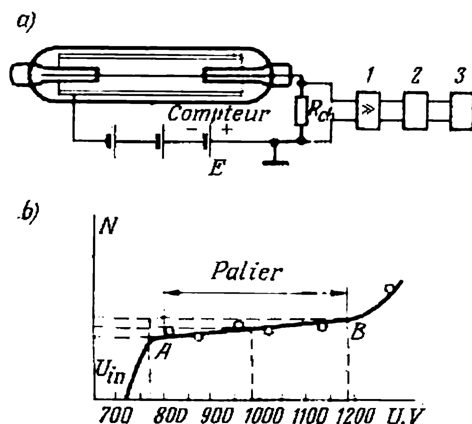


Fig. 4.19. Compteur à ionisation autocoupeur :
a—organisation et schéma de branchement; *b*—caractéristique de comptage

Les rayons gamma pénétrant dans le compteur par ses parois et par la cathode libèrent les électrons des couches intérieures des atomes appartenant aux réseaux cristallins des parois et de la cathode. Ces électrons ionisent le gaz dans le compteur.

Le principe de fonctionnement des compteurs bêta diffère en ce que les particules bêta (électrons rapides ou positrons) sont elles-mêmes les agents ionisant le gaz à l'intérieur du compteur. Pour prévenir une forte diminution de l'énergie des particules bêta et de leur intensité avant de pénétrer dans l'enceinte du compteur, on les laisse entrer par une fenêtre réalisée généralement en mica.

On fabrique aussi des compteurs destinés à indiquer le rayonnement total (compteurs bêta et gamma). Dans ces compteurs les cathodes sont exécutées sous forme de spirales métalliques. Les particules bêta passent par les interstices entre les spires de l'hélice et les quanta gamma libèrent les électrons du métal de ces spires.

Chaque quantum gamma ou particule bêta entrant dans le compteur provoque une décharge impulsionnelle. Dans la résistance de charge mise en série avec le compteur apparaît alors une impulsion

de courant enregistrée par le dispositif de comptage. La fréquence des impulsions enregistrées (qui correspond à la fréquence de pénétration des particules ou des quanta dans le compteur) dépassant généralement d'un grand nombre de fois la fréquence limite de comptage réalisable avec des compteurs électromagnétiques, un dispositif de comptage électronique *2* est placé entre l'amplificateur d'impulsions *1* obtenues du compteur Geiger et le compteur électromagnétique *3*.

Le principal paramètre d'un compteur autocoupeur est la caractéristique dite de comptage indiquée sur la figure 4.19,*b*. Elle détermine la variation du nombre d'impulsions de sortie fixées par le compteur en unité de temps (l'intensité du flux de particules entrant dans le compteur étant constante) en fonction de la tension appliquée au compteur. L'accroissement du nombre d'impulsions sur la portion initiale de la caractéristique U_{in} correspond au régime de fonctionnement du compteur dans une zone où la probabilité de formation d'une décharge autonome dépend du nombre d'électrons primaires créés par la particule radioactive et des chemins parcourus par ces électrons dans le champ accélérateur entre les électrodes. La portion presque horizontale de la caractéristique (portion de faible montée *AB*) appelée « plateau » ou « palier » est sa portion de travail. Elle détermine la gamme dans laquelle la tension d'alimentation du compteur peut varier sans exercer une influence notable sur le taux du comptage. On choisit la tension d'alimentation de façon qu'elle corresponde au milieu du « plateau ». L'étendue du « plateau » (exprimée en volts) est l'un des principaux paramètres du compteur. L'inclinaison du plateau qui détermine l'influence de la tension sur l'erreur de comptage est aussi l'un des paramètres du compteur.

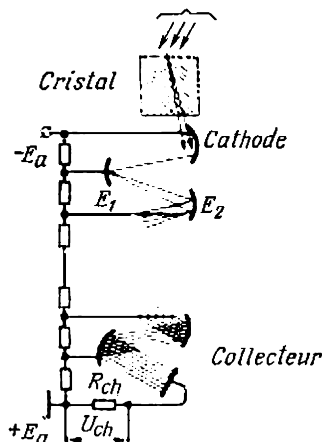


Fig. 4.20. Schéma de branchement du cristal en combinaison avec un photomultiplicateur dans un compteur à scintillation

Parmi les principaux paramètres du compteur se trouve aussi le taux du comptage maximal admissible. Il est limité surtout par la pause minimale nécessaire entre deux impulsions successives. Cette pause comprend: a) le temps « mort » pendant lequel une nouvelle impulsion peut se développer sans attendre l'arrivée d'une particule radioactive grâce à la charge résiduelle qui reste dans l'enceinte du compteur ; b) le temps de rétablissement où une nouvelle impulsion peut ne pas atteindre l'amplitude complète.

Pour l'enregistrement de l'intensité du rayonnement radioactif on utilise en plus des compteurs à ionisation des compteurs à cristaux. Le principe de fonctionnement de ces derniers est fondé sur le fait que les quanta gamma ou les particules radioactives en attaquant la substance active du cristal (phosphore) excitent ses atomes. Une fois rétablis dans leur état normal, les atomes excités émettent des quanta d'énergie lumineuse. Ensuite les quanta de lumière sont transformés, à l'aide d'un photomultiplicateur, en impulsions de courant dont l'amplitude est déterminée par la tension prélevée aux bornes de la résistance de charge R_{ch} du photomultiplicateur (fig. 4.20).

Le nombre d'impulsions de courant détermine alors le nombre de particules radioactives (densité du flux). L'amplitude de l'impulsion de courant passant par la résistance R_{ch} est proportionnelle au nombre de scintillations provoquées par chaque particule radioactive. Le nombre de scintillations augmentant avec l'accroissement de l'énergie des particules radioactives, l'amplitude de l'impulsion de tension de sortie permet aussi de juger approximativement de l'énergie des quanta gamma ou des particules radioactives irradiant le cristal.

On fabrique des compteurs à scintillations avec des cristaux de sodium-iode et de potassium-iode activés par du thallium. Le pouvoir résolvant de tels cristaux atteint 10^6 impulsions par seconde.

CHAPITRE V

Tubes à faisceau électronique et leurs applications

§ 5.1. Classification des tubes à faisceau électronique

On appelle tubes à faisceau électronique les tubes dont le flux d'électrons émis par une même source est concentré à l'aide d'un champ électrique ou magnétique en un pinceau étroit appelé faisceau électronique. La forme du faisceau et son utilisation dépendent de la destination du tube. Parmi les principaux domaines d'emploi des tubes à faisceau électronique notons les oscillographes,

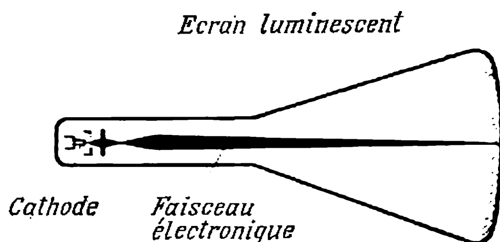


Fig. 5.1. Tube cathodique

les appareils de télévision, le microscope électronique et l'appareillage aux rayons X. Des tubes à faisceau électronique spéciaux sont utilisés dans les « mémoires » de calculatrices et comme commutateurs électroniques à canaux multiples (trochotrons) ainsi que dans certains types d'accélérateurs de particules chargées. Les tubes utilisés dans les oscillographes, la télévision, la technique aux rayons X et dans les dispositifs de mémoire sont connus sous le nom de tubes cathodiques (ou à rayons cathodiques). Dans la plupart des tubes cathodiques le faisceau électronique se déplace sur un écran susceptible de s'illuminer lors de son bombardement par les électrons du faisceau (fig. 5.1). Une telle luminescence apparaît quand les atomes de la substance de l'écran excités par les chocs des électrons passent en état normal.

Les substances susceptibles de produire une luminescence lorsque leur surface est irradiée par les électrons d'énergie suffisamment élevée sont appelées *substances luminescentes* (*luminophores*). Le luminophore porté sur le fond du tube forme avec le support l'écran

luminescent. La courbe qui brille sur l'écran détermine la trajectoire suivant laquelle le faisceau se déplaçait. La forme de la trajectoire correspond à la variation dans le temps de la tension ou du courant commandant le déplacement (la déviation) du faisceau. La commande du déplacement du faisceau ainsi que sa focalisation (concentration) peuvent être réalisées par un champ électrique ou magnétique ou par leur action combinée.

Suivant la méthode de focalisation et de commande du faisceau on distingue les tubes:

a) à déviation et concentration électrostatiques;

b) à déviation et concentration électromagnétiques;

c) à déviation électromagnétique et concentration électrostatique.

Nous allons examiner le régime de fonctionnement et l'organisation de deux premiers types de tubes cathodiques après avoir analysé les propriétés principales des écrans luminescents.

§ 5.2. Tubes cathodiques

a) Ecrans luminescents

Les principaux critères d'après lesquels on choisit la composition de la substance luminescente pour les écrans sont:

1) la couleur désirée de la lueur; 2) la brillance requise; 3) la longévité de l'écran; 4) la conservation de la lueur pendant un certain temps après le passage du faisceau (persistance d'écran).

Pour l'observation visuelle, les écrans les plus commodes sont d'une lueur jaune-verte pour laquelle l'œil humain est sensible au maximum. Pour de tels écrans on utilise des substances luminescentes dans la composition desquelles entre le silicate de zinc (willemite). Pour l'enregistrement photographique il est préférable d'utiliser des substances fabriquées en tungstate de calcium qui produit une lueur bleue agissant de façon plus active sur l'émulsion sensible. Pour une utilisation mixte on emploie des luminophores au zinc-cadmium qui donnent une lueur bleue-verte.

La brillance du spot lumineux caractérisée par le flux lumineux émis par l'unité de surface de l'écran dépend: 1) de la puissance transmise par les électrons du faisceau à l'unité de surface de l'écran, 2) de la fraction de la puissance électrique transformée dans le luminophore en puissance lumineuse qui détermine le rendement lumineux du luminophore.

Ce rendement qui dépend de la composition du luminophore et du niveau d'énergie des électrons varie dans les tubes destinés à l'usage industriel entre 0,15 et 7 cd/W.

Avec un luminophore adopté, l'accroissement de la brillance du spot peut être obtenu par augmentation dans les limites admis-

sibles de la puissance du faisceau et par diminution de la surface du spot lumineux par amélioration de la focalisation du faisceau.

La puissance transmise au luminophore par les électrons du faisceau est limitée par l'échauffement de ce dernier car une grande partie de cette puissance y est transformée en chaleur. Afin de prévenir l'échauffement excessif et la destruction du luminophore ayant une mauvaise conductibilité thermique on est obligé à limiter la puissance lorsqu'il s'agit d'un faisceau immobile ou se déplaçant lentement sur l'écran (ce qui est le cas d'enregistrement des phénomènes lents).

Pour un niveau donné de puissance électrique du faisceau, le rendement lumineux du luminophore dépend de la tension qui détermine la vitesse finale des électrons près de l'écran, et du courant dans le faisceau qui détermine le nombre d'électrons bombardant la surface de l'écran en unité de temps. L'influence de ces grandeurs sur le rendement lumineux et, par conséquent, sur la brillance du spot n'est pas la même comme le montre la relation expérimentale suivante:

$$B = A\frac{I}{S}(U_a - U_0)^m, \tag{5.1}$$

où B est la brillance du spot;
A un coefficient qui dépend de la composition du luminophore;
I le courant dans le faisceau;
S la surface du spot lumineux;
U_a la tension entre l'anode accélératrice et la cathode;
U_0 le seuil de tension pour lequel le luminophore devient fluorescent;
m l'exposant dont les valeurs sont comprises entre 1,5 et 2,8.

Cette expression montre que la brillance est directement proportionnelle au courant et est liée à la tension par une relation exponentielle.

La limite d'accroissement de la tension est déterminée par les conditions de développement de l'émission secondaire dans le luminophore sous l'action des électrons primaires bombardant l'écran. Pour le fonctionnement stable de l'écran il faut que son potentiel diffère peu du potentiel de l'anode accélérant les électrons du faisceau. On y arrive lorsque le coefficient d'émission secondaire σ (dont la valeur dépend de l'énergie des électrons primaires) n'est pas inférieur à l'unité. En effet, si ce coefficient était inférieur à l'unité, cela signifierait que le nombre d'électrons primaires tombant sur l'écran électriquement isolé serait plus grand que celui d'électrons secondaires qui en partent. L'écran serait alors chargé négativement par rapport à l'anode accélératrice et près de l'écran apparaîtrait un champ ralentisseur qui s'opposerait à l'arrivée des électrons. Il n'y aurait plus de luminescence de l'écran.

Avec $\sigma = 1$, lorsque le nombre d'électrons primaires est égal à celui d'électrons secondaires, le potentiel de l'écran est automatiquement réglé à un niveau un peu plus inférieur au potentiel de l'anode. Cela est nécessaire pour le départ vers l'anode des électrons secondaires quittant l'écran.

Pour $\sigma > 1$ aussi l'équilibre dynamique s'établit entre le nombre d'électrons primaires arrivant sur l'écran et le nombre d'électrons secondaires qui le quittent réellement. En ce régime, une partie d'électrons secondaires retombe sur l'écran du fait que le potentiel de l'écran devient automatiquement un peu plus positif que le potentiel de l'anode accélératrice.

Pour obtenir $\sigma \geqslant 1$ la tension agissant sur l'anode accélératrice doit se trouver dans une certaine gamme de valeurs. Pour les luminophores des tubes à usage industriel la limite inférieure est de l'ordre de 150 à 300 V et la limite supérieure se situe près de 5 à 10 kV.

Les valeurs maximales admissibles du courant dans le faisceau sont également limitées car la brillance du spot lumineux cesse de croître à partir d'une certaine valeur du courant appelé courant de saturation. La relation (5.1) se rapporte à un courant égal ou inférieur au courant de saturation.

La durée de vie de l'écran dépend non seulement de la composition du luminophore et de l'énergie transmise par le faisceau à l'écran mais aussi des particularités technologiques et constructives d'exécution de l'écran.

On trouve dans les catalogues un paramètre de l'écran appelé *persistance* ou *rémanence*. C'est le temps durant lequel le luminophore reste luminescent après que le bombardement par les électrons du faisceau cesse. Ce temps présente un intérêt pratique vu que l'œil conserve l'image pendant un temps bien déterminé tandis qu'à l'aide d'un oscillographe on enregistre des processus de différentes durées, simples et périodiques. La durée de la persistance dépend de la composition du luminophore et varie entre quelques dizaines de microsecondes et quelques dizaines de secondes. Dans le but d'enregistrement des phénomènes périodiques variant rapidement on choisit un luminophore à persistance minimale. Pour l'analyse des phénomènes simples disparaissant rapidement il faut un écran à une grande persistance.

b) Tubes cathodiques à déviation et concentration électrostatiques

La figure 5.2,*a* donne une coupe schématique d'un tube cathodique à déviation et concentration électrostatiques du faisceau et la figure 5.2,*b* montre son aspect extérieur.

Le tube est un ballon de verre dans lequel on a fait un vide poussé. Sa partie cylindrique comporte un système d'électrodes:

une cathode K, une électrode de modulation M, ou wehnelt, deux anodes A_1 et A_2 formant un faisceau électronique et deux paires de plaques X et Y commandant la déviation du faisceau et disposées dans les plans perpendiculaires l'un à l'autre. Dans la plupart des tubes, la partie conique du ballon est recouverte, à l'intérieur, d'une couche de graphite. Le fond du ballon est recouvert d'un

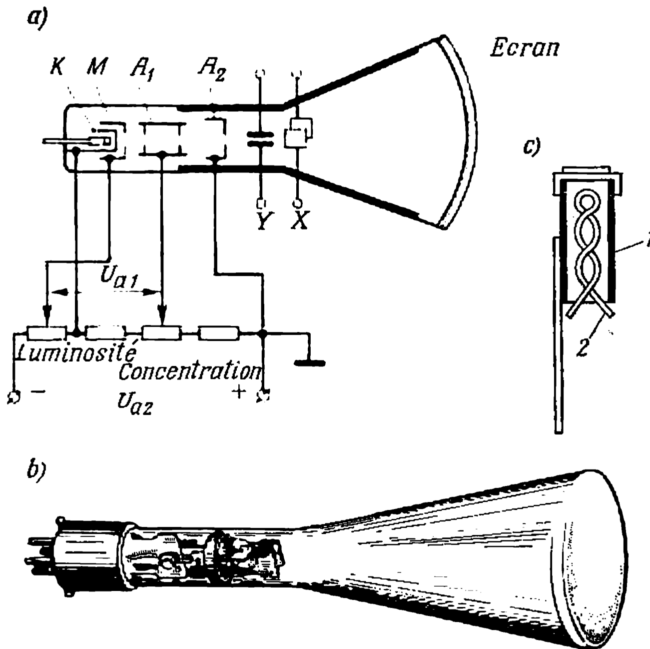


Fig. 5.2. Tube cathodique à déviation et concentration électrostatiques: *a*—système d'électrodes; *b*—aspect extérieur; *c*—cathode du tube

luminophore qui avec son support forme l'écran du tube. Le vide poussé dans le tube (10^{-5} à 10^{-4} mN/cm^2) est nécessaire pour permettre un déplacement libre des électrons depuis la cathode vers l'écran et pour un fonctionnement stable de ce dernier. Les électrons sont émis par une cathode à oxydes à chauffage indirect (fig. 5.2,*c*). Les oxydes sont déposés sur le fond d'un cylindre *1* en nickel dont le diamètre ne dépasse pas 2 ou 3 mm. A l'intérieur du cylindre se trouve un filament *2* en tungstène. Le système d'électrodes comprenant la cathode, l'électrode de modulation (wehnelt) cylindrique M qui l'entoure et les anodes A_1 et A_2 et ayant pour objet de produire et de concentrer un faisceau électronique est appelé *canon électronique.*

L'alimentation des électrodes du canon est assurée par une source de tension continue par l'intermédiaire d'un potentiomètre (fig. 5.2,*a*). Le potentiel le plus élevé est communiqué à l'anode A_2 qui joue, ensemble avec le revêtement de graphite, le rôle d'électrode d'accélération. Certains tubes comportent une troisième anode assurant une accélération ultérieure des électrons.

L'électrode de modulation est portée à un potentiel négatif réglable par rapport à la cathode. Elle joue le même rôle que la

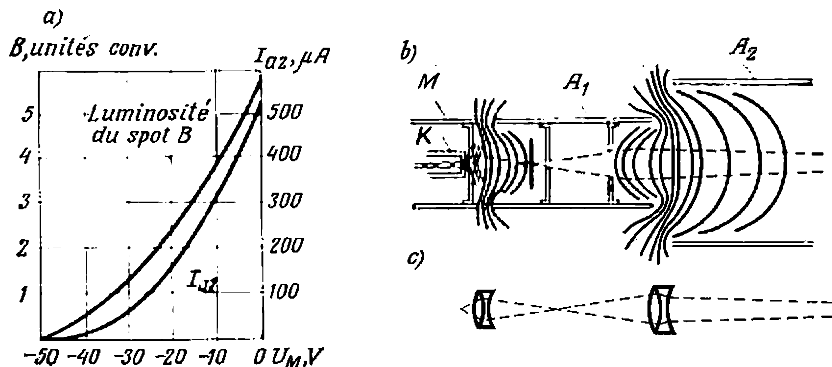


Fig. 5.3. Courbes de variation du courant dans le faisceau (I_{a2}) et de la luminosité du spot (B) en fonction de la tension à l'électrode de modulation

grille de commande d'un tube électronique. En faisant varier son potentiel, on règle le courant dans le faisceau et, par conséquent, la brillance du spot.

Les courbes de variation du courant dans le faisceau et de la brillance du spot en fonction du potentiel appliqué à l'électrode de modulation (fig. 5.3,*a*) sont analogues aux caractéristiques anode-grille d'une triode à vide.

Dans le canon électronique, la première anode A_1 remplit surtout les fonctions d'une électrode de focalisation en faisant dévier les électrons vers le point d'intersection de leurs trajectoires, le foyer. Cette anode, comme on le voit sur la figure 5.2,*a*, est portée à un potentiel positif par rapport à la cathode.

La figure 5.3,*b* illustre l'effet de focalisation du champ électrostatique du canon électronique. Les électrodes du système y sont dessinées à une échelle plus grande pour mieux montrer la configuration du champ. Sur cette figure, les champs électrostatiques sont caractérisés par leurs équipotentielles. Ces champs forment deux lentilles électroniques. La figure 5.3,*c* montre deux lentilles optiques composées qui leur sont analogues. La première lentille est formée par le champ qui est développé entre l'électrode de modu-

lation M et la première anode A_1. Elle opère une première focalisation du flux d'électrons émis par la cathode. Une image réduite du fond de la cathode y apparaît. La seconde lentille est formée par le champ qui existe entre la première anode A_1 et la deuxième anode A_2. Cette lentille assure la réfraction des trajectoires qui divergent après le premier foyer et les réunit dans le second foyer. Ce dernier doit être proche de l'écran.

En comparant les lentilles électroniques aux lentilles optiques on peut conclure que les équipotentielles dirigées vers la cathode par leur convexité agissent sur les trajectoires des électrons de la même façon qu'une lentille biconvexe agit sur les rayons lumineux. Les équipotentielles dirigées vers la cathode par leur concavité agissent comme des lentilles optiques biconcaves divergentes. La configuration des lentilles électroniques est choisie de façon que leur action convergente prévaille contre l'action divergente dans la mesure où cela est nécessaire pour obtenir les distances focales requises.

Avec la variation de U_{a1} le foyer se déplace le long de l'axe géométrique. La nécessité de focaliser le faisceau apparaît simultanément avec le réglage de la brillance car avec la variation du flux d'électrons passant par le trou de l'électrode de modulation (variation du courant dans le faisceau) un certain déplacement du foyer a lieu dû au changement des trajectoires d'électrons par suite de l'accroissement des forces de répulsion mutuelle des électrons. La gamme de tensions réglables de la première anode est généralement choisie entre 150 et 300 V.

Comme nous l'avons déjà indiqué, la nécessité de régler le courant dans le faisceau est liée au fait qu'on a à enregistrer des phénomènes de durée et de périodicité différentes. Avec des phénomènes lents, la puissance dans le faisceau doit être diminuée pour prévenir un échauffement excessif du luminophore car l'énergie transmise au spot, pour une même puissance, augmenterait excessivement. Avec des phénomènes rapides, la puissance du faisceau doit être augmentée afin d'obtenir une brillance suffisamment grande de l'image.

Pour diminuer l'influence que la variation du courant dans le faisceau exerce sur la focalisation, dans certains tubes cathodiques modernes on place entre l'électrode de modulation et la première anode une anode intermédiaire (ayant la forme d'un cylindre avec diaphragmes). On lui communique le même potentiel que celui de l'anode A_2.

Entre la dernière anode accélératrice et l'écran dans un tube à déviation et concentration électrostatiques se trouve le système de déviation transversale du faisceau. Ce système comporte deux paires de plaques X et Y (voir fig. 5.2,*a*). Les champs créés par ces plaques sont perpendiculaires à l'axe du tube et donc à la direction du faisceau.

Une variation de la valeur et de la polarité de la tension appliquée aux plaques Y provoque un déplacement du faisceau et du spot sur l'écran suivant la verticale. Toute variation du champ entre les plaques X provoque un déplacement du faisceau suivant l'horizontale. Le mouvement résultant du faisceau sera la courbe de variation dans le temps de la tension étudiée.

Pour établir une relation quantitative entre la déviation du faisceau et la tension appliquée à la paire correspondante de plaques, la figure 5.4 montre, à une échelle agrandie, une paire de plaques et le chemin parcouru par le faisceau sous l'action du champ entre ces plaques.

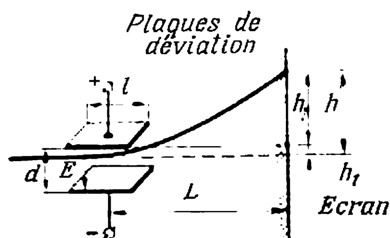


Fig. 5.4. Déviation du faisceau par le champ électrique des plaques de déviation

Le chemin h parcouru par l'extrémité du faisceau sur l'écran se compose du tronçon h_1 correspondant à la déviation transversale du faisceau durant son trajet de longueur l entre les plaques, et du tronçon h_2 correspondant au déplacement du faisceau pendant le parcours par les électrons du chemin $L - \frac{l}{2}$ après leur sortie de la sphère d'action du champ transversal.

On peut trouver le tronçon h_1 d'après l'accélération des électrons dans le champ transversal et le tronçon h_2 d'après la vitesse établie des électrons après leur sortie de la sphère d'influence du champ transversal et du champ longitudinal. En faisant la somme des tronçons h_1 et h_2, on obtient:

$$h = \frac{U_c}{2U_{a2}} \cdot \frac{l}{d} \left(\frac{l}{2} + L \right), \tag{5.2}$$

où U_c est la tension de commande appliquée aux plaques;
U_{a2} la tension appliquée à l'anode accélératrice A_2;
d la distance entre les plaques.

Lorsque la distance $l/2$ est petite par rapport à la distance L entre l'écran et le centre des plaques, l'égalité (5.2) peut être remplacée par l'expression:

$$h \approx \frac{lL}{2d} \cdot \frac{U_c}{U_{a2}}. \tag{5.3}$$

Le rapport de la déviation linéaire du faisceau à la tension provoquant cette déviation détermine la sensibilité du tube qui est un de ses principaux paramètres. Relativement à la formule (5.3), la sensibilité

$$h_0 = \frac{h}{U_c} = \frac{l}{2d} \cdot \frac{L}{U_{a2}} \tag{5.4}$$

Il découle de cette expression que la sensibilité d'un tube est d'autant plus élevée que L est plus grand, c'est-à-dire que l'écran est plus éloigné des plaques de déviation et que la tension accélératrice U_{a2} est plus petite. Une telle influence de la tension s'explique par le fait que plus le champ longitudinal est faible plus grand est le temps durant lequel les électrons se trouvent dans la zone d'action du champ transversal ce qui augmente l'influence de ce dernier. La valeur numérique de h_0 des tubes à déviation et concentration électrostatiques est comprise entre 0,025 et 0,25 mm/V.

Dans le but de conserver une sensibilité suffisamment grande du tube et d'obtenir une brillance élevée du spot lumineux, la tension totale accélérant les électrons est répartie entre l'anode A_2 située avant les plaques de déviation et l'anode A_3 qui est formée par le revêtement en graphite de la partie conique du ballon située après les plaques de déviation.

Pour que le trajet parcouru par le spot sur l'axe des abscisses soit proportionnel au temps t la variation de la tension aux plaques X doit correspondre aux parties linéaires de la courbe en dents de scie de la tension de balayage. Le retour du faisceau sur l'écran correspond aux portions de variation rapide de la tension sur cette courbe.

En choisissant la période de variation de la tension en dents de scie (période de balayage) de façon qu'elle soit égale à un nombre entier de périodes de la tension étudiée ou à un multiple de ce nombre, on obtient sur l'écran de l'oscillographe des images stables de la tension. Afin d'augmenter la stabilité de l'image on introduit dans le schéma des oscillographes un élément de synchronisation qui lie la périodicité de balayage à la périodicité des tensions étudiées.

Pour pouvoir observer sur l'écran de l'oscillographe deux phénomènes simultanément, on utilise des oscillographes à double trace ou on introduit dans le circuit de commande un commutateur électronique.

c) *Tubes cathodiques à déviation et concentration électromagnétiques*

La figure 5.5,*a* montre un tube cathodique à déviation et concentration électromagnétiques avec ses bobines de focalisation et de déviation. Le canon électronique comporte, comme dans un tube à déviation et concentration électrostatiques, une cathode K, une électrode de modulation M et une première anode A_1. Ce système assure la formation du faisceau avant le premier foyer et permet de faire varier la brillance du spot sur l'écran à l'aide de l'électrode de modulation. L'accélération longitudinale des électrons est assurée par le champ de la deuxième anode A_2 qui représente généralement, dans les tubes à focalisation électromagnétique, une couche de gra-

phite déposée sur la partie conique et partiellement sur la partie cylindrique du tube.

Après avoir traversé le premier foyer créé par le système électrostatique du canon électronique, le flux d'électrons qui diverge en cône (fig. 5.5,*a*) subit l'action du champ magnétique longitudinal axialement symétrique engendré par la bobine Φ. Sous l'action de ce champ, les électrons se déplacent suivant une spirale qui se rétrécit graduellement. Cela assure la focalisation requise du faisceau. Un tel mode de focalisation permet d'obtenir un spot de dimensions extrêmement réduites. Pour cette raison, les tubes dans

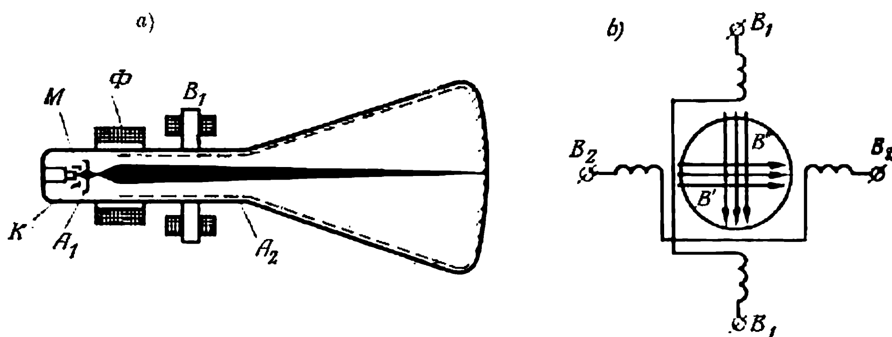


Fig. 5.5. Tube cathodique à déviation et concentration électromagnétiques: *a*—organisation ; *b*—branchement des plaques de déviation et leur action magnétique

lesquels le spot doit être aussi petit que possible (tubes pour télévision et tubes à mémoire) sont généralement fabriqués avec focalisation électromagnétique du faisceau. La mise au point nécessitée par les variations de la brillance du spot s'opère par modification du courant dans la bobine, d'où la variation de l'induction magnétique B. La déviation du faisceau dans le tube considéré est réalisée à l'aide de deux paires de bobines B_1 et B_2 situées sous un angle de 90° l'une par rapport à l'autre (fig. 5.5,*b*). Les bobines verticales B_1 font dévier le faisceau suivant l'axe x et les bobines horizontales B_2 suivant l'axe y.

Le faisceau dévie proportionnellement au courant traversant les bobines conformément à l'égalité :

$$h=\frac{0{,}375Iw}{\sqrt{U_{a2}}}\cdot\frac{l}{d}\left(L+\frac{l}{2}\right), \qquad (5.5)$$

où l est la longueur du champ magnétique suivant l'axe du tube ;
d la distance entre les pièces polaires du noyau magnétique ;
L la distance entre l'axe des noyaux et l'écran ;
U_{a2} le potentiel accélérateur communiqué à la deuxième anode.

La sensibilité du système de déviation magnétique est évaluée par le rapport du chemin parcouru par l'extrémité du faisceau à la force magnéto-électrique des bobines opérant cette déviation:

$$h_0 = \frac{0{,}375}{\sqrt{U_a}} \cdot \frac{l}{d} \left(L + \frac{l}{2} \right). \tag{5.6}$$

Dans les tubes cathodiques de fabrication courante la valeur numérique de h_0 varie dans des limites relativement étroites: de 0,12 à 0,14 $V^{-1/2} \cdot$ cm.

Les bobines du système de déviation sont à noyau d'acier (fig. 5.5,*a*) ou sans noyau (fig. 5.5,*b*) ce qui est le cas du matériel haute fréquence.

§ 5.3. Schémas des oscillographes cathodiques

Les différentes exigences présentées aux oscillographes cathodiques dans divers domaines de leur application font que les schémas de leurs principaux ensembles varient. Examinons les schémas des ensembles types que l'on trouve le plus souvent dans les oscillographes industriels utilisant des tubes cathodiques à déviation et concentration électrostatiques.

Parmi les principaux ensembles des oscillographes il faut citer: a) l'ensemble d'alimentation des électrodes du tube en tension continue, b) le générateur de balayage, c) les amplificateurs utilisés pour augmenter la sensibilité de l'oscillographe aux grandeurs d'entrée.

a) Ensemble d'alimentation des électrodes du tube en tension continue

Sur le schéma de la figure 5.6 les éléments d'alimentation des électrodes du tube en tension continue sont disposés dans des rectangles tracés en pointillé. Ils comprennent deux sources de tension E_1 et E_2 (sur la figure 5.6 on a indiqué seulement leurs sorties). La source E_1 de tension plus basse, qui est généralement un redresseur double alternance avec un filtre en Π, alimente, par un diviseur de tension à prises *1* (potentiomètre), le canon électronique comprenant une cathode, un wehnelt et une première anode (celle de focalisation). La source E_2 de tension plus élevée, dont les fonctions sont généralement assurées par un redresseur simple alternance avec un filtre capacitif, alimente, par un diviseur de tension R_2, R_3 à prises et la résistance R_0, l'anode accélératrice A_2 (et l'anode A_3 si cette dernière existe).

L'existence de deux sources d'alimentation dont sont mis à la terre les pôles opposés permet de réduire la valeur absolue des potentiels des anodes A_2 et A_3 par rapport à la terre ce qui est important pour la sécurité de maniement et offre la possibilité d'utiliser des sources à puissance minimale. Le réglage de la luminosité

du spot est assuré à l'aide d'un contact mobile du potentiomètre P_2 connecté à la cathode. On obtient le même effet que dans le schéma de la figure 5.2,*a*, où le contact mobile est lié au wehnelt. Le curseur du potentiomètre P_1 relié à l'anode A_1 permet une correction de la focalisation lors du réglage de la luminosité.

L'application des tensions continues aux plaques X et Y pour le réglage de la position initiale du faisceau sur l'écran et des tensions alternatives commandant le balayage du faisceau est réalisée

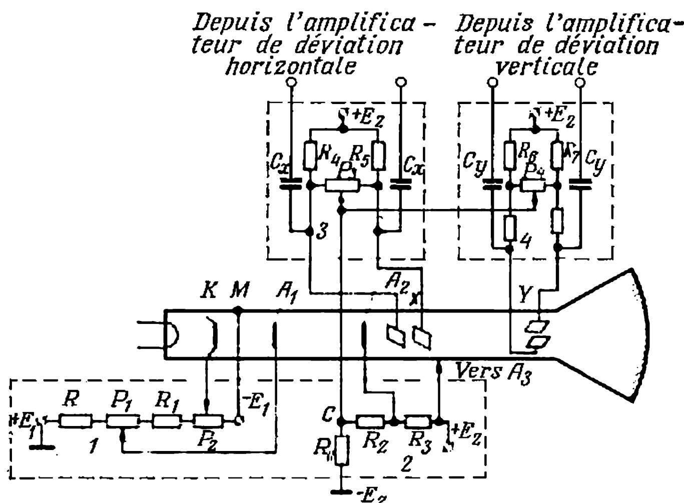


Fig. 5.6. Schéma de l'alimentation d'un tube cathodique

par les potentiomètres P_3 et P_4. On prévient ainsi la défocalisation du faisceau qui pourrait avoir lieu si les plaques opposées dans le système de commande donné ne recevaient pas des variations de potentiel égales en valeur absolue et de signes opposés. La fonction des branches des potentiomètres P_3 et P_4 est d'assurer une symétrie parfaite des potentiels des plaques.

L'application des tensions alternatives aux plaques par l'intermédiaire des capacités de découplage prévient la pénétration des courants continus dans les circuits de sortie de l'amplificateur.

La tension de balayage est appliquée aux plaques X depuis un générateur de balayage dont les versions simples utilisant les tubes électroniques et les transistors ont été examinées dans le § 3.8; les schémas utilisant les thyratrons et les thyristors seront examinés au chapitre VI.

Si la tension appliquée aux plaques X provient non pas d'un générateur de balayage mais d'un élément étudié du montage, la ten-

sion est appliquée à ces plaques ainsi qu'aux plaques de déviation verticale par l'intermédiaire des amplificateurs à large bande passante (voir § 2.10).

b) Amplificateurs de déviation verticale et de déviation horizontale

Les plaques de déviation dans les tubes cathodiques à déviation électrostatique ont une sensibilité de l'ordre de quelques dixièmes de millimètre par volt, ce qui a été déjà indiqué au § 5.2. Cependant la déviation du faisceau suivant les axes des coordonnées sur l'écran de l'oscillographe doit dépasser plusieurs centimètres même pour une très faible tension d'entrée (de l'ordre de quelques dixièmes ou même de quelques centièmes de volt). Pour cette raison, pour assurer une déviation requise, les signaux d'entrée sont préalablement amplifiés. L'amplificateur de déviation verticale doit avoir un gain particulièrement grand (jusqu'à quelques dizaines de milliers). Cet amplificateur comporte généralement outre l'étage de sortie qui est, comme il a été dit, un amplificateur-déphaseur des étages de préamplification.

L'amplificateur utilisé par la déviation horizontale du faisceau peut avoir un gain plus petit (de l'ordre de quelques dizaines ou de quelques centaines) puisque le générateur de balayage fournit une tension de 15 à 25 V et même plus. Mais souvent on emploie dans ce circuit un amplificateur à gain élevé car lors de nombreuses expériences on fait attaquer les plaques X par une tension provenant d'un élément à étudier et non pas du générateur de balayage.

Les amplificateurs de déviation verticale, en plus d'un gain élevé, doivent avoir une large bande passante, une distorsion harmonique minimale et une haute impédance d'entrée.

Dans le but d'élargir la bande passante de l'oscillographe on introduit dans les circuits anodiques des étages de préamplification (fig. 5.7,*a*) des circuits de correction RC et RL (voir § 2.10) élargissant la bande passante dans le sens de hautes et de basses fréquences (correction des fréquences élevées et basses).

L'étage préamplificateur de tension est relié directement ou par l'intermédiaire d'un cathodyne à l'amplificateur de sortie. Le schéma de ce dernier est indiqué sur la figure 5.7,*b*. Sa particularité réside dans ce qui suit: 1) la sortie cathodique commune des étages est mise à la masse par la résistance R_{k3}, 2) un étage d'ampli fication est exécuté avec une charge anodique (voir fig. 2.21,*a*) et l'autre est à grille à la masse (voir fig. 2.21,*c*). Avec un tel couplage entre les étages, les tensions de sortie sont en opposition de phase ce qui est nécessaire pour commander le champ de plaques.

Dans l'étage de sortie, comme dans le préamplificateur, est réalisée une correction inductive des fréquences élevées par les résistances R_{a3} et R_{a4} et par les inductances L_3 et L_4.

En plus des ensembles examinés le montage d'un oscillographe comporte aussi un dispositif d'effacement de la trace de retour du

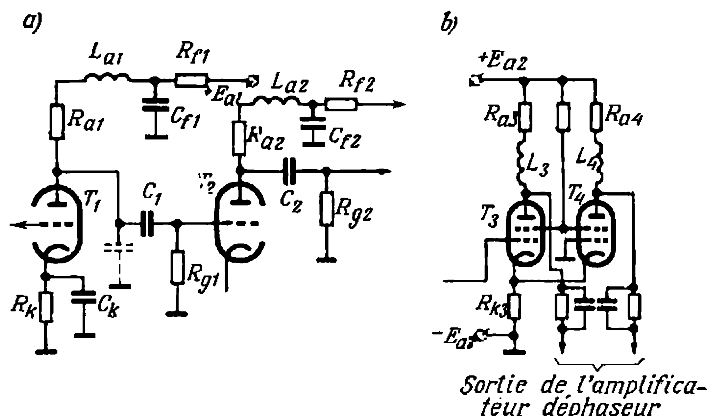


Fig. 5.7. Schéma de l'étage de préamplification (*a*) et de l'étage de sortie (*b*) d'un oscillographe

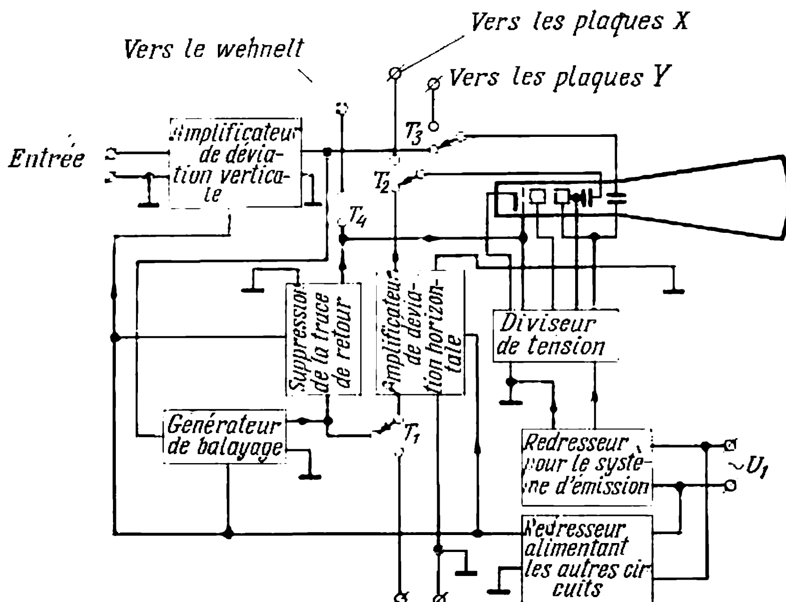


Fig. 5.8. Schéma fonctionnel d'un oscillographe cathodique

faisceau. Il élimine l'apparition sur l'écran de la trace de retour ce qui augmente la netteté de l'image.

Dans les oscillographes modernes on utilise deux modes d'effacement de la trace de retour du faisceau: a) durant le trajet de retour on applique au wehnelt un potentiel négatif élevé qui bloque le faisceau; b) pour la durée du retour du faisceau on enlève au wehnelt le potentiel positif ce qui provoque également le blocage du faisceau par le potentiel négatif.

Un schéma fonctionnel complet d'un oscillographe comprenant en plus des ensembles décrits les blocs d'alimentation et les commutateurs auxiliaires utilisés pour le changement éventuel de liaisons opérationnelles entre les blocs est indiqué sur la figure 5.8. Le commutateur T_1 est utilisé pour passer de la synchronisation intérieure à la synchronisation extérieure. Les commutateurs T_2 et T_3 permettent d'appliquer les tensions à mesurer directement aux plaques de déviation de l'oscillographe sans amplification intermédiaire. Le commutateur T_4 met en jeu le circuit de suppression de la trace de retour du faisceau.

Les oscillographes modernes sont souvent complétés par des éléments opérationnels suivants: une base de balayage déclenchée, des étalonneurs de temps et d'amplitude des grandeurs mesurées, un commutateur électronique permettant d'observer sur l'écran simultanément deux ou plusieurs tensions étudiées. Cette possibilité est basée sur la capacité de l'œil de garder l'image visuelle pendant un certain temps.

§ 5.4. Tubes à rayons X

Grâce à leur pouvoir de pénétration élevé les rayons X sont largement utilisés en médecine (pour le diagnostic et la thérapie) ainsi que dans l'industrie: la radiométallographie (détection des défauts), la radiocristallographie (analyse de la microstructure des corps cristallins), l'analyse spectrochimique des substances complexes, etc.

Comme nous avons déjà indiqué au § 5.1, les rayons X sont produits à l'aide de tubes à rayons X. La figure 5.9,*a* schématise un tube de type БДТ-85. Dans un ballon de verre étanche du tube comprenant une cathode *1* et une anode *2* est créé un vide très poussé. Le flux d'électrons émis par la cathode incandescente est concentré en un faisceau assez étroit (fig. 5.9,*b*). Une bonne concentration du faisceau est obtenue grâce à la haute tension (50 à 100 kV et même plus) appliquée aux électrodes du tube et à un écran sous la forme d'une cupule qui entoure la cathode et à laquelle il est lié électriquement. Les électrons du faisceau bombardent une partie déterminée de la surface d'anode où est fixée à la presse une plaque en métal réfractaire (tungstène ou molybdène) appelée le *miroir de l'anode.* Lors du freinage des électrons rapides qui pénètrent dans la structure atomique du réseau cristallin du miroir de l'anode prend naissance

un rayonnement X. Son spectre comprend des longueurs d'onde entre $2 \cdot 10^{-8}$ cm et $0,6 \cdot 10^{-10}$ cm. Plus l'énergie fournie aux électrons primaires est grande, plus la longueur d'onde du rayonnement X est courte et plus son pouvoir de pénétration est élevé.

La densité du rayonnement X (nombre de quanta passant en unité de temps par une aire de 1 cm²) est proportionnelle au carré de la tension appliquée à l'anode du tube et au courant traversant ce dernier. Elle dépend également du poids atomique du matériau dont est fait le miroir de l'anode. On cherche à limiter les dimensions de la surface émettrice du miroir appelée foyer afin d'accroître le contraste des prises de vue aux rayons X. En coupant de biais la face de l'anode avec le miroir on assure la sortie des rayons X dans la direction perpendiculaire à l'axe du tube et un accroissement de la surface de contact tnermique entre le miroir et la masse de l'anode conductrice de chaleur. Afin d'augmenter la conductibilité thermique on fabrique généralement l'anode en cuivre et on la dote d'un radiateur. Dans la construction des tubes à rayons X on fait une grande attention à l'évacuation de la chaleur de l'anode vu que la plus grande partie de l'énergie apportée par le flux d'électrons à l'anode (99,6 à 99,8 %) est transformée en chaleur et qu'une très faible partie seulement (quelques dixièmes de pour cent) part sous forme de rayons X. Afin d'améliorer l'évacuation de la chaleur certains tubes à rayons X sont refroidis par un liquide.

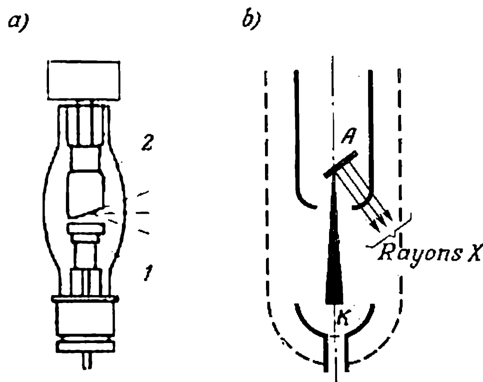


Fig. 5.9. Tube à rayons X:
a—organisation; b—marche du faisceau électronique et des rayons X

Pour protéger le personnel de service contre les rayonnements on place le tube dans une gaine de plomb dont les parois absorbent le rayonnement diffus.

§ 5.5. Microscope électronique

Les microscopes électroniques sont largement utilisés dans les branches de la science et de l'industrie qui exigent une étude détaillée de la microstructure des substances. Ils sont de beaucoup supérieurs à ce point de vue aux microscopes lumineux optiques grâce à leur pouvoir séparateur très grand.

Le pouvoir séparateur est déterminé par la distance minimale de deux points de l'objet étudié qui apparaissent distincts à l'observation. Ce pouvoir est limité par le phénomène de diffraction de la lumière caractérisé par ce qu'un point sur l'objet éclairé est vu sur l'écran sous la forme d'un cercle (d'un anneau) dont le diamètre dépend de la longueur d'onde de la lumière incidente. Pour des longueurs d'ondes de la lumière visible comprises entre 0,4 et 0,8 μ la plus petite distance de deux points séparables ne peut pas être inférieure à 0,2 à 0,4 μ.

La focalisation par un champ électrostatique ou magnétique d'un flux d'électrons à grande vitesse a permis de créer des lentilles électroniques à pouvoir séparateur beaucoup plus grand que celui des lentilles optiques. La longueur des ondes électroniques créées par les électrons rapides dépend de leur vitesse et a pour expression:

$$\lambda = \frac{h}{mv}, \tag{5.7}$$

où h est la constante de Planck;
m la masse de l'électron;
v la vitesse de l'électron.

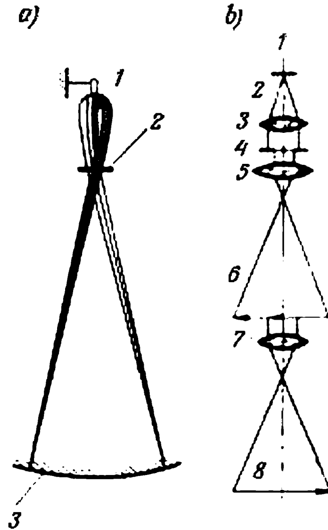


Fig. 5.10. Microscope électronique:

a—marche des rayons; *b*—diagramme de comparaison des actions des lentilles dans un microscope électronique et dans un microscope optique: *1*—axe du rayon; *2*—cathode dans un microscope électronique et source de lumière dans un microscope optique; *3*—condenseur; *4*—objet observé; *5*—objectif dans un microscope électronique et objectif dans un microscope optique; *6*—image intermédiaire; *7*—lentille de projection; *8*—écran luminescent ou plaque photographique dans un microscope électronique

Pour une tension $U = 50$ à 100 kV, les longueurs des ondes électroniques sont de $(0,25$ à $0,5) \cdot 10^{-5}$ μ, c'est-à-dire 10^5 fois moindres que celles des ondes lumineuses. La distance de résolution minimale pourrait être aussi diminuée de 10^5 fois si dans les lentilles électroniques il n'y avait pas de déformations de l'image dues à la longueur finie du foyer de la lentille (ce qui provoque des aberrations de sphéricité). Même si l'on arrive à réduire les aberrations de sphéricité en diminuant l'angle formé par les rayons électroniques partant de différents points de l'objet vers le périmètre du diaphragme (angle d'ouverture) le pouvoir séparateur d'un microscope électronique augmente seulement de 10^2 à 10^3 fois et non pas de 10^5 fois comparativement à un microscope optique. On arrive à augmenter à peu près dans le même rapport le grossissement utile du microscope électronique qui est déterminé par le rapport du pouvoir séparateur de l'œil

au pouvoir séparateur de l'appareil. La valeur absolue du grossissement utile d'un microscope électronique peut atteindre 100 000 lorsqu'on porte l'anode du microscope à une tension de l'ordre de 100 kV.

La formation des faisceaux dans un microscope électronique est montrée par le schéma de la figure 5.10,*a*. Les électrons émis par la cathode *1* en tungstène sont concentrés en un faisceau par le canon électronique *2* organisé à peu près de la même façon que celui d'un tube cathodique. Après la sortie du canon les électrons du faisceau sont accélérés par un fort champ électrique et, à l'aide des lentilles électrostatiques ou magnétiques, ils sont transformés en flux de configuration requise.

Pour illustrer l'action des lentilles dans un microscope électronique on a comparé dans la légende de la figure 5.10,*b* leurs noms avec ceux des lentilles d'un microscope optique. Les noms analogues correspondent aux fonctions analogues assurées par des éléments des microscopes.

Sur le trajet du faisceau électronique, après sa sortie du canon, se trouve d'abord une lentille appelée condenseur dans laquelle le flux d'électrons issus de la cathode se transforme en un faisceau étroit traversant l'objet étudié. L'action de cette lentille est analogue à celle du condenseur dans le microscope optique. En sortant de l'objet, les rayons sont focalisés par la première lentille électronique. Son action est analogue à celle de l'objectif dans le microscope optique. A l'endroit d'intersection des rayons ayant passé par le foyer et le centre de la première lentille électronique il se forme une première image agrandie de l'objet. La deuxième lentille électronique appelée lentille de projection donne l'image très agrandie de l'une des parties (au choix) de cette première image. L'image finale obtenue sur l'écran luminescent du microscope est observée soit à l'œil nu soit à l'aide d'un microscope optique (à grossissement relativement faible). L'image est mise au point au besoin.

CHAPITRE VI

Tubes à gaz commandés et thyristors de faible puissance. Leur emploi dans les circuits à relais et les circuits de commutation

§ 6.1. Classification des tubes à gaz et des dispositifs à semi-conducteurs utilisés dans les circuits à relais et les circuits de commutation

Les dispositifs utilisés dans ces circuits ainsi que dans les convertisseurs statiques de courant jouent généralement le rôle de commutateurs (clés) qui ferment et ouvrent les circuits contrôlés.

De tels commutateurs électriques doivent satisfaire aux principales exigences suivantes:

1) laisser passer le courant direct avec une chute de tension minimale et un échauffement admissible lorsque le dispositif est conducteur (le commutateur est fermé);

2) supporter sans percement la tension inverse qui apparaît aux électrodes du dispositif lorsque celui-ci est bloqué (le commutateur est ouvert).

Dans le domaine de basses tensions (jusqu'à 100 V) et de faibles courants (jusqu'à quelques ampères) ce sont les transistors qui satisfont au mieux à ces exigences, comme nous l'avons montré au chapitre III. Dans la gamme de tensions moyennes et une large gamme de courants on emploie de préférence les dispositifs à semi-conducteurs à couches multiples appelés *thyristors*. Leur chute de tension interne est minimale (elle ne dépasse pas 1 à 1,5 V) pour des courants de 200 à 350 A. Les tensions inverses supportées par les thyristors sont suffisamment élevées (1000 V et même plus pour un seul thyristor). De plus, les thyristors ont une grande durée de service ce qui est aussi très important.

Dans le domaine de tensions plus élevées (jusqu'à quelques dizaines de kilovolts et plus) on emploie outre les thyristors montés en série des tubes à gaz commandés de deux classes: 1) les tubes à cathode chaude appelés *thyratrons* et fabriqués pour des courants de plusieurs dizaines d'ampères et 2) les tubes à cathode à mercure appelés *soupapes à vapeur de mercure* et fabriqués pour des courants de plusieurs centaines d'ampères et des tensions atteignant 100 kV et plus pour une seule soupape.

Dans les thyratrons les valeurs moyennes de la chute de tension dans le sens direct ne dépassent pas 10 à 15 V et dans les soupapes à vapeur de mercure 20 à 30 V.

Dans les circuits à relais et de commutation on utilise largement comme indicateurs visuels et comme éléments de comptage les tubes à décharge luminescente, dits également tubes à lueur, à trois et à un plus grand nombre d'électrodes. Parmi les principales classes de ces tubes il faut indiquer: 1) les thyratrons qui jouent le rôle de relais, 2) les logitrons qui assurent les fonctions logiques dans les systèmes digitaux binaires, 3) les dékatrons qui assurent le calcul dans le système de comptage décimal, 4) les commutateurs à dékatrons qui jouent le rôle de commutateurs dans les systèmes de télécommunication multiples et 5) les tubes indicateurs digitaux utilisés pour le contrôle visuel des résultats des observations.

Les principaux facteurs qui contribuent à cet emploi diversifié des tubes à lueur dans les montages électroniques industriels sont:

a) l'indication lumineuse qui permet d'assurer simultanément avec l'exécution des opérations principales le contrôle visuel de l'état des appareils et des circuits électriques;

b) les dimensions réduites des appareils et la faible consommation en puissance;

c) l'absence de circuits de chauffage de la cathode, ce qui facilite l'exploitation de ces dispositifs. Dans ce chapitre nous étudions les propriétés physiques de tous les types mentionnés des tubes à gaz et des thyristors de faible puissance et donnons les principaux schémas de leur utilisation dans les montages électroniques.

Les dispositifs de grande puissance (soupapes à vapeur de mercure, diodes semi-conductrices et thyristors de puissance) sont examinés dans le chapitre suivant ainsi que les systèmes de conversion de courant où ces dispositifs sont employés.

§ 6.2. Thyratrons à cathode chaude

a) Rôle de la grille dans les tubes à gaz

Le schéma de montage d'un thyratron à cathode chaude est indiqué sur la figure 6.1. Entre l'anode A et la cathode K se trouve une grille de commande G. Ses fonctions qui sont en principe les mêmes dans tous les tubes à gaz quelle que soit la décharge: non autonome en arc (thyratrons à cathode chaude), autonome luminescente (thyratrons à cathode froide) ou autonome en arc (soupape à vapeur de mercure), diffèrent considérablement de celles que la grille remplit dans les tubes à vide.

Comme nous avons vu au § 2.2, dans les tubes éléctroniques la grille de commande est capable de faire varier de façon continue l'importance du flux d'électrons passant par les trous de la grille en modifiant ainsi les valeurs instantanées du courant anodique.

Dans les tubes à gaz l'action de la grille est plus limitée. A l'aide de la grille on peut régler l'instant de l'amorçage de la décharge

dans le tube, mais après l'amorçage elle n'a plus aucun pouvoir de contrôle.

On règle l'instant de l'amorçage de la décharge en portant la grille d'abord à un potentiel négatif considérable par rapport à la cathode et en le diminuant ensuite de sorte qu'il devient moins négatif ou même positif (fig. 6.1,*a*).

En plus du champ négatif créé par la grille dans l'espace grille-cathode, dans ce même espace, par les trous de la grille pénètre le champ positif de l'anode lorsque cette dernière est portée à un potentiel positif par rapport à la cathode.

Tant que dans l'espace grille-cathode, y compris les trous de la grille, prédomine un champ négatif, les électrons quittant la cathode

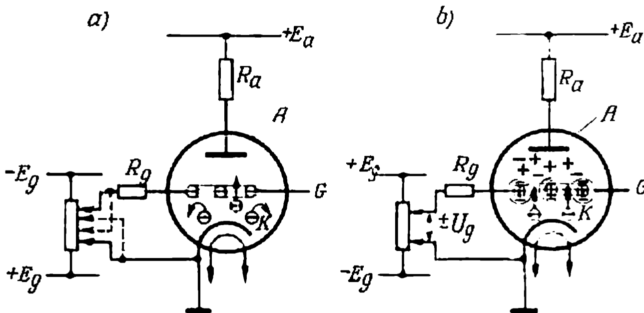


Fig. 6.1. Action de la grille dans un tube à gaz:
a—avant le commencement de la décharge; *b*—après le développement de la décharge

sont freinés par ce champ et, pour cette raison, le nombre d'électrons pénétrant dans l'espace grille-anode est extrêmement réduit.

Lorsqu'on remplace le potentiel négatif élevé de la grille par un potentiel moins négatif ou même positif $\pm U_g$ les électrons sont soumis à l'action du champ à faible effet de freinage ou à effet accélérateur, ce qui fait que dans l'espace grille-anode pénètre un grand nombre d'électrons. En y arrivant, les électrons sont accélérés par le champ positif de l'anode et acquièrent une énergie suffisante pour ioniser les atomes du gaz. Ainsi la décharge débute. Les phases suivantes du développement de la décharge sont liées à la multiplication en avalanche des porteurs qui provoquent l'amorçage pendant un intervalle de temps très court d'une décharge en arc.

La décharge dans un thyratron comme celle dans une diode à gaz (voir § 1.3) sont des décharges en arcs non autonomes car les électrons qui assurent la décharge sont émis par une cathode chaude qui reçoit de l'énergie d'une source extérieure. Tous les phénomènes physiques qui caractérisent les relations quantitatives d'une décharge établie dans les diodes à gaz (voir § 1.3) sont valables

pour une décharge dans les thyratrons. Là également, dans l'espace interélectrode du tube se forme le plasma électronique-ionique, les zones cathodique et anodique de la décharge.

Dès que le plasma est créé, sous l'action de son champ vers la grille se dirigent les ions lorsqu'elle est négative par rapport à la cathode et les électrons lorsqu'elle est positive.

Les charges qui entourent les tiges de la grille forment près de sa surface une gaine très mince (de l'ordre de quelques millièmes de mm d'épaisseur), la concentration des charges qui forment la gaine étant suffisamment élevée.

Dans cette gaine mince se concentre tout le champ de la grille que l'on peut représenter comme un ensemble de lignes de force qui commencent sur les charges situées à la surface de la grille et qui finissent sur les charges de signe contraire constituant la gaine.

Les phénomènes de blocage (d'extinction de la décharge) sont liés généralement aux potentiels négatifs fournis à la grille; pour cette raison se sont les électrons qui sont situés à la surface de la grille tandis que les ions se trouvent dans la gaine de grille (gaines ioniques).

Le champ de la grille ne sort pas au-delà de la gaine. Le changement du potentiel de la grille provoque seulement un faible changement de l'épaisseur de la gaine, tandis que l'inversion de signe du potentiel de la grille fait changer celui des charges dans la gaine.

Lorsque le rayon des trous ou la moitié des interstices des grilles dépassent l'épaisseur des gaines, ce qui est généralement le cas des tubes de fabrication courante, dans les zones centrales des trous le champ de la grille n'existe pas (fig. 6.1,*b*). La décharge qui s'y produit n'est pas soumise à l'action du champ de la grille. Pour cette raison, la grille ne peut pas commander les valeurs instantanées du courant de décharge.

Au voisinage de la surface de la grille, les charges dans les gaines ne restent pas immobiles mais se déplacent continuellement vers la grille sous l'action de son champ, en créant un courant dans le circuit de grille. De nouvelles charges venant du plasma arrivent à la place des charges ayant quitté la gaine. Ainsi est maintenue l'existence continue des gaines de grille et du courant de grille (tant que le plasma existe).

Afin de limiter la valeur du courant de grille et, par conséquent, de la puissance dépensée pour la commande, on insère dans le circuit de grille du thyratron une grande résistance de grille R_g.

Les gaines continuent à faire écran du champ de la grille pendant un certain temps après l'extinction de la décharge du fait que les charges dans l'intervalle entre les électrodes ne disparaissent pas instantanément mais seulement au bout d'un certain temps appelé *temps de désionisation* (voir § 1.3).

L'extinction de la décharge dans les tubes à gaz a lieu après que la tension anodique baisse jusqu'à une valeur inférieure à la tension de décharge. Elle peut aussi être obtenue par le passage par l'appareil d'un courant inverse.

Durant le temps de désionisation la gaine continue à absorber les charges résiduelles venant du plasma en train de décomposition. Avec la diminution progressive de la concentration de ces charges l'épaisseur de la gaine augmente.

Lorsque les gaines contiguës dont l'épaisseur augmente se touchent, au centre des trous de la grille apparaît un champ négatif

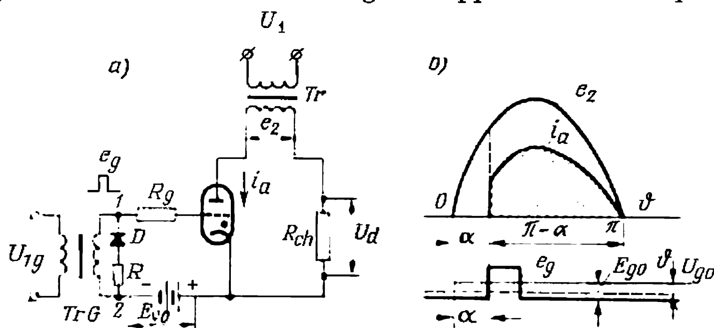


Fig. 6.2. Schéma de commande d'un thyratron à cathode chaude (*a*) ; diagrammes de la tension et du courant dans les circuits d'anode et de grille (*b*)

excédentaire de grille. Au fur et à mesure de la réduction de la concentration des charges dans l'intervalle entre les électrodes et dans les gaines, ce champ s'étend et augmente.

Le temps durant lequel le champ négatif résultant, qui augmente en valeur absolue dans les trous de la grille, devient suffisant pour freiner de nouveau les électrons quittant la cathode pour une tension anodique donnée U_a est appelé *temps de rétablissement du pouvoir de blocage de la grille* ou *temps de rétablissement de la rigidité diélectrique de l'intervalle entre les électrodes* (*intervalle anodique*).

La limitation des fonctions de la grille dans les tubes à gaz au réglage de l'instant de l'amorçage de la décharge (déblocage de l'appareil) ne leur permet pas de contrôler les valeurs instantanées du courant, comme cela a lieu dans les tubes à vide.

Malgré les fonctions limitées des grilles, ces dernières ont ouvert de larges possibilités d'utilisation des tubes à gaz dans les dispositifs alimentés sous tension alternative. En retardant, à l'aide de la grille, l'instant de l'amorçage de la décharge par rapport au commencement de l'alternance positive (fig. 6.2,*b*) avec l'extinction automatique de la décharge à la fin de chaque alternance ou d'une partie de cette alternance où la tension positive diminue à zéro, il devient possible de régler dans les appareils à courant alternatif

la valeur moyenne du courant anodique I_a dans les limites de chaque alternance. La valeur moyenne du courant passant par le tube et le circuit de charge peut alors être réglée entre 100 % de sa valeur nominale et zéro.

Les courbes de la figure 6.2,*b* se rapportent à un montage simplifié de redressement d'une seule alternance dans lequel on utilise un thyratron à cathode chaude (fig. 6.2,*a*).

Le circuit anodique du thyratron est alimenté par l'enroulement secondaire d'un transformateur *Tr* dont l'enroulement primaire est branché sur un secteur d'alimentation à courant alternatif.

Le circuit de grille comporte une source de tension continue qui assure la polarisation négative E_{g0}, ainsi qu'un transformateur de grille *Tr. G* dont l'enroulement secondaire injecte dans le circuit de grille des impulsions positives à fréquence du secteur d'alimentation qui débloquent périodiquement le tube. Les impulsions négatives passent hors du circuit de grille par un tronçon comprenant une diode *D* et une faible résistance ohmique *R*.

Afin de pouvoir débloquer de façon sûre le tube pour les valeurs les plus faibles de la tension anodique, les impulsions positives doivent fournir à la grille des potentiels plus élevés que les potentiels de blocage U_{g0}.

L'angle α qui détermine le déphasage de l'impulsion positive de tension e_g par rapport au début de l'alternance positive d'une tension sinusoïdale est appelé *angle d'amorçage* (ou encore *angle de commande* ou *angle de réglage*). La variation de cet angle (commande par déphasage) permet de faire varier la valeur moyenne du courant anodique (ainsi que du courant redressé) entre la valeur maximale et zéro.

Les paramètres des éléments du circuit de commande ainsi que les valeurs des tensions de polarisation E_{g0} et de l'impulsion de commande positive e_g sont choisis en partant de la caractéristique de tension de grille du tube (fig. 6.3,*a*) appelée également *caractéristique de commande* ou *d'amorçage*. Elle détermine, en fonction de la tension anodique U_a, les valeurs limites des tensions de grille pour lesquelles le thyratron se débloque.

La figure 6.3,*a* présente deux caractéristiques typiques qui correspondent à deux transparences différentes de grille. La transparence de grille dépend, tout comme dans les tubes à vide, du diamètre des trous de grille, de la hauteur de la grille et de son éloignement des principales électrodes (anode et cathode). La caractéristique *1* dont la plus grande partie se trouve dans la zone des tensions négatives de grille est appelée *caractéristique négative*. La caractéristique *2* qui se trouve dans la zone des tensions positives est appelée *caractéristique positive*. Avec une caractéristique négative qui correspond aux grilles de moyenne et de grande transparence, le champ négatif de la grille doit être suffisant non seulement pour neutra-

liser le champ positif de l'anode qui pénètre par les trous de la grille dans l'espace grille-cathode, mais aussi pour créer un champ négatif capable de prévenir le départ d'un grand nombre d'électrons vers l'espace grille-anode où s'amorce la décharge.

Pour des potentiels de grille négatifs, inférieurs en valeur absolue aux ordonnées des caractéristiques de commande, le champ ralentisseur de la grille est insuffisant pour retenir un nombre notable d'électrons. Pour cette raison, leur nombre suffisamment élevé passe par les trous de la grille ce qui donne naissance à la décharge.

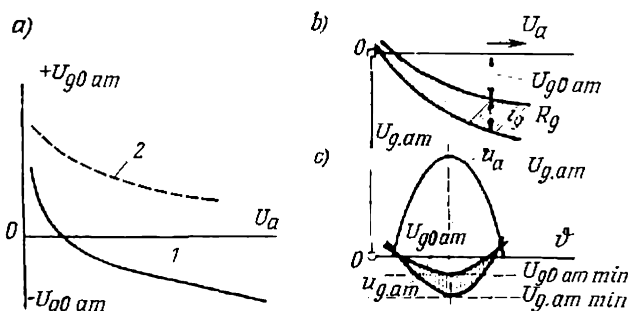


Fig. 6.3. Caractéristiques de tension de grille (caractéristiques de commande): *a*—caractéristiques statiques: négative *1* et positive *2*; *b*—zone d'amorçage; *c*—zone de démarrage

La disposition du début de la caractéristique de commande (y compris pour des grilles à transparence moyenne) au-dessus de l'axe des abscisses s'explique par le fait que pour de faibles valeurs des tensions anodiques le champ positif de l'anode qui pénètre dans l'espace grille-cathode est tellement faible que pour qu'un nombre requis d'électrons passe par les trous de la grille dans l'espace grille-anode il faut un champ positif de la grille.

Lorsqu'il s'agit des grilles à faible transparence (grilles denses), il faut leur fournir des potentiels positifs pour toute la gamme de service des tensions anodiques (caractéristique *2*), vu la faible pénétration du champ anodique par les trous de la grille (même pour les tensions anodiques suffisamment élevées).

Etant donné qu'avec les grilles positives une partie notable du flux d'électrons partant de la cathode est reçue directement par la grille, le reste du flux qui passe par les trous de la grille et participe à la formation de la décharge dans l'espace grille-anode dépend de la forme de la grille et de sa surface réceptrice. Dans ce cas, l'amorçage de la décharge est déterminé non seulement par le potentiel de la grille par rapport à la cathode mais aussi par le courant dans le circuit de grille. Pour cette raison, la disposition de la caractéris-

tique de tension de grille positive dans le système des coordonnées (courbe *2* de la figure 6.3,*a*) dépend également de la valeur de la résistance de grille R_g. Aussi, avec les caractéristiques positives convient-on de déterminer le régime de commande par grille comme la variation du courant de grille minimal nécessaire pour amorcer la décharge principale en fonction de la tension anodique. Un tel régime de commande est aussi appelé commande « par courant » à la différence de la commande « par tension » (ou commande « électrostatique ») utilisée dans les tubes à caractéristique de grille négative.

Les caractéristiques de la figure 6.3,*a* se rapportent aux tensions mesurées lors du branchement des thyratrons après un repos (tant que la grille n'est pas encore réchauffée par la chaleur émise par les électrodes voisines : la cathode et l'anode et au voisinage de la grille les charges résiduelles sont absentes).

En régime permanent, lors de l'amorçage de la décharge en arc dans un tube alimenté sous tension alternative, à l'instant de l'amorçage de la décharge principale le circuit de grille est déjà traversé par un faible courant de grille. Ce courant comporte deux composantes dont l'une est créée par les ions restant après la décomposition du plasma et partant vers la grille sous l'action du champ négatif (composante ionique du courant de grille) et l'autre par les électrons émis par la grille chaude (composante électronique du courant de grille).

Puisque ces deux composantes du courant de grille sont dues aux charges de signes contraires qui se déplacent dans des directions opposées, elles font partie du courant de grille résultant I_g comme termes d'un même signe.

Grâce au courant de grille I_g et à la chute de tension qu'il développe dans la résistance de grille R_g, la tension de blocage de grille doit être plus élevée que lors d'une mise en service après un repos. Cela fait déplacer la caractéristique de tension de grille à l'intérieur d'une certaine zone hachurée sur la figure 6.3,*b*. Cette zone est appelée *zone d'amorçage*.

La limite inférieure de cette zone détermine la tension négative minimale qu'on doit avoir à l'entrée du circuit de grille pour prévenir avec des tensions anodiques correspondantes l'amorçage prématuré de la décharge dans le thyratron. D'après la limite inférieure de la zone d'amorçage on choisit avec une certaine réserve la tension de polarisation E_{g0}. La limite supérieure de la zone d'amorçage détermine la tension positive minimale qu'il faut appliquer à la grille pour assurer un amorçage fiable de la décharge dans le thyratron.

D'après la limite supérieure de la zone d'amorçage qui se rapporte aux faibles valeurs des tensions anodiques, on choisit avec une certaine marge de sécurité les amplitudes des impulsions positives qui assurent, pour une tension de polarisation donnée, le déblocage

du tube avec des tensions anodiques requises, y compris les tensions les plus faibles.

Généralement, les thyratrons sont alimentés sous une tension sinusoïdale et, de ce fait, pour choisir les paramètres des éléments du circuit de grille il est plus commode d'utiliser non pas la zone d'amorçage mais la zone de démarrage (qui caractérise la variation des potentiels dans le temps) représentée sur la figure 6.3,*c*.

En choisissant la configuration de la grille et les dimensions de ses trous on prend en considération leur influence sur la chute de tension complémentaire ayant lieu aux endroits de rétrécissement du plasma (de la colonne) de l'arc dans les trous de la grille. Plus les trous sont petits et plus le courant anodique est grand, plus la chute de tension complémentaire aux endroits de rétrécissement est élevée.

La valeur numérique de cette chute de tension complémentaire des grilles à transparence moyenne ne dépasse pas généralement 1,0 à 1,5 V.

Pour de grandes densités de courant qui peuvent avoir lieu lors de fortes surcharges ou de courts-circuits dans les circuits comportant des thyratrons, les chutes de tension aux endroits de rétrécissement augmentent considérablement et pour une faible pression (une faible densité) du gaz, des coupures de l'arc peuvent avoir lieu qui provoquent de grandes surtensions dans l'installation.

La caractéristique tension-courant du thyratron donne la variation de la chute de tension totale dans un thyratron en fonction du courant anodique en régime normal. La figure 6.4,*a* montre une famille de telles caractéristiques pour un thyratron de commerce rempli de gaz (pour plusieurs valeurs de la tension de chauffage de la cathode). On voit sur cette figure que plus la tension de chauffage U_f est grande, plus la chute de tension dans le thyratron ΔU_a est petite. Cela s'explique par le fait qu'avec l'élévation de la température de la cathode la chute de tension cathodique ΔU_k diminue.

Une certaine baisse de tension initiale avec l'accroissement du courant anodique s'explique par l'influence du réchauffement supplémentaire de la cathode par le courant anodique. Lorsque le courant anodique continue à croître, l'accroissement en valeur absolue des chutes de tension aux endroits de rétrécissement prédomine, ce qui provoque un accroissement général de ΔU_a.

La courbe U_θ (fig. 6.4,*b*) représente la marche de rétablissement dans le temps du pouvoir de blocage de la grille (ou, ce qui revient au même, de la rigidité diélectrique de l'intervalle anodique) après l'extinction de la décharge. Cette courbe se rapporte à une tension de polarisation déterminée E_{g0} dans le circuit de grille. La portion presque horizontale *I* de cette courbe dont les ordonnées dépassent peu la tension de la décharge correspond à la période initiale de désionisation lorsque l'épaisseur des gaines de grille n'a pas encore

atteint l'importance du rayon des trous de la grille. En ce régime on ne peut pas appliquer à l'anode du tube une tension supérieure à celle d'entretien de la décharge afin de prévenir un nouvel amorçage prématuré de la décharge.

La montée de la courbe dans la portion *II* correspond au colmatage complet des trous de la grille par les gaines dont la concentration des charges diminue continuellement et, par conséquent, à l'accroissement du champ négatif dans les trous de la grille.

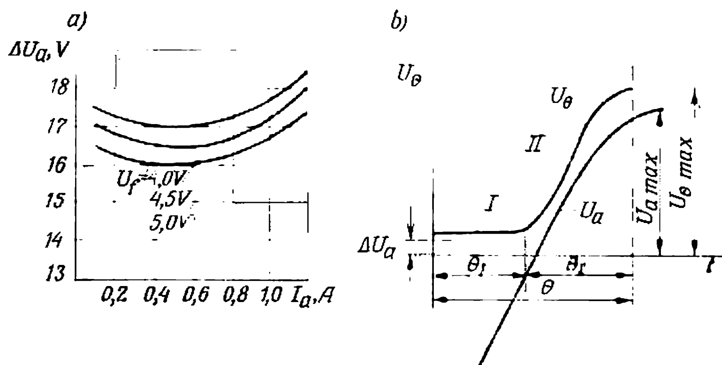


Fig. 6.4. Caractéristiques d'un thyratron à cathode chaude:
a—caractéristique tension-courant et *b*—caractéristique de rétablissement du blocage par la grille

La portion *I* de la courbe U_θ détermine le temps initial et la somme des temps $\theta_1 + \theta_2 = \theta$ le temps total de rétablissement de la rigidité diélectrique de l'intervalle anodique.

Sur la figure 6.4,*b* est également portée une des courbes possibles de la tension réellement appliquée au tube. Pour qu'une nouvelle décharge prématurée ne prenne pas naissance dans le tube (avant l'application d'un potentiel positif à la grille) la courbe de tension anodique ne doit pas couper ni toucher la courbe U_θ de rétablissement de la rigidité diélectrique de l'intervalle anodique.

En partant du temps θ_1 quand la courbe de U_a passe beaucoup plus bas que U_θ, ou du temps $\theta = \theta_1 + \theta_2$ lorsque la pente de la courbe et la valeur absolue de U_a sont grandes, bien que ne dépassant pas les valeurs de U_θ, on peut déterminer la fréquence limite de la tension alternative pour laquelle le tube fonctionne encore normalement.

Pour les thyratrons à cathode chaude de fabrication courante remplis d'un gaz inerte et alimentés sous une tension sinusoïdale la fréquence limite est comprise entre 1500 et 2000 Hz et pour les thyratrons à hydrogène fonctionnant en régime impulsionnel cette fréquence atteint quelques dizaines de kilohertz.

b) Types de thyratrons à cathode chaude et particularités de leur organisation

Un large emploi des thyristors (voir le § 6.8) comme relais dans les circuits de commutation a provoqué une réduction notable de la fabrication des thyratrons à cathode chaude.

On continue à fabriquer en série les thyratrons qui présentent certains avantages en comparaison avec d'autres types d'appareils.

Parmi ces thyratrons il faut noter:

1) les thyratrons à gaz de faible puissance prévus pour une tension de 0,5 à 1 kV. Leurs avantages sont: une faible variation du régime de fonctionnement en fonction de la température du milieu ambiant et un prix beaucoup plus réduit comparé à celui des thyristors;

2) les thyratrons impulsionnels à hydrogène dont les avantages sont: une tension de service élevée (15 kV et même plus) et de fortes impulsions de courant (dans les appareils puissants elles atteignent une valeur de 1000 A et même plus) ainsi qu'un rétablissement plus rapide de l'état initial bloqué après la cessation du courant direct, ce qui permet une haute fréquence de commutation du courant;

3) les thyratrons à vapeur de mercure à haute tension (prévus pour une tension de 5 à 10 kV et plus) et à une valeur moyenne élevée du courant. Ils sont utilisés dans les installations à haute tension dans lesquelles la tension doit être réglée dans de larges limites. Dans de telles installations on utilise également plusieurs thyristors connectés en série dont la fiabilité et la durée de service sont beaucoup plus grandes. Mais dans certains cas l'emploi des thyristors rend l'installation plus compliquée et plus chère par suite de la nécessité d'utiliser les diviseurs de tension à résistances et à résistances-capacités pour assurer une répartition uniforme de la tension entre les éléments branchés en série en régimes stationnaire et transitoire. L'emploi de ces diviseurs de tension fait aussi diminuer le rendement car une puissance considérable y est dissipée. L'inconvénient des thyratrons à vapeur de mercure est non seulement une durée de service plus petite mais aussi une gamme de températures de fonctionnement plus limitée comparativement aux thyristors, elle s'étend de 15° à 40 °C seulement.

Etant donné la réduction considérable des domaines d'emploi des thyratrons nous allons examiner seulement les types de thyratrons qui sont fabriqués actuellement en série et probablement seront utilisés dans l'avenir.

Le schéma fonctionnel d'un thyratron à gaz de faible puissance (type TT1-0,1/1,3) pour un courant moyen $I_a = 0,1$ A et une valeur maximale de la tension inverse $U_{b\ max} = 1,3$ kV est indiqué sur la figure 6.5,*a*. Les électrodes sont vues en plan. Les électrodes verticales sont fixées dans des porte-électrodes en mica. Elles sont

entourées d'une gaine (écran) *1* en nickel de forme rectangulaire. L'écran comporte au milieu un diaphragme avec une fente rectangulaire. Le diaphragme G_2 divise la capacité intérieure du tube en deux compartiments. Dans l'un d'eux se trouve une cathode à oxydes K à chauffage indirect et une grille de commande G_1, l'autre étant réservé à l'anode A formée par un fil de nickel auquel est soudée une lame mince.

La grille de commande G_1 se compose de deux brides en nickel (fig. 6.5,*b*) entre lesquelles se forme un interstice rectangulaire qui

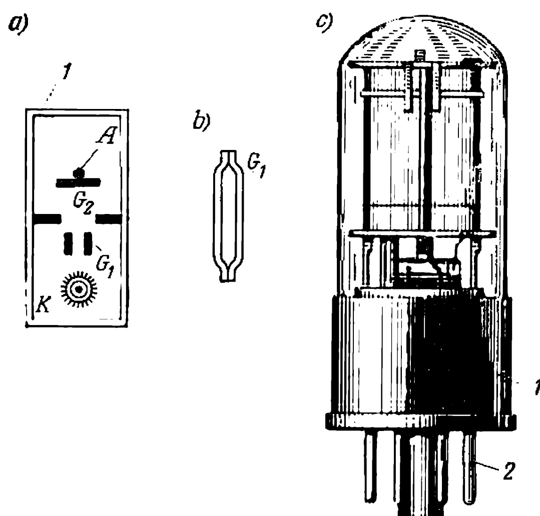


Fig. 6.5. Thyratron à cathode chaude, type ТГ 1-0,1/1,3:
a—schéma de disposition des électrodes en plan; *b*—construction de la grille; *c*—aspect extérieur

coïncide avec la fente dans le diaphragme. Par cet interstice passent les électrons se dirigeant de la cathode vers l'espace anode-grille. Dans cet espace la décharge s'amorce. De là le plasma du gaz pénètre dans l'espace grille-cathode.

L'écran en nickel à diaphragme G_2 assure dans le tube deux fonctions: 1) il prévient l'établissement de longs trajectoires de parcours des électrons entre l'anode et la cathode (forme une sorte d'écran autour de l'anode) et 2) il réduit la pénétration du champ de l'anode vers la grille de commande en diminuant ainsi la transparence de la grille de commande G_1.

L'élimination de longues lignes de force partant de l'anode fait élever la tension de percement, le percement dans les tubes à gaz à basse pression étant déterminé, comme dans les tubes à vide poussé, par la branche gauche de la courbe de Paschen (voir fig. 1.6).

La réduction des trajectoires *d* suivant lesquelles une décharge autonome (un percement) aurait pu se développer fait déplacer le point de percement vers le haut de la courbe de Paschen dans le domaine des tensions plus élevées.

La diminution de la transparence de la grille de commande permet d'utiliser une tension de polarisation négative — E_{g0} plus petite, ce qui permet à son tour d'avoir une amplitude plus faible des impulsions positives qui débloquent le thyratron.

Les électrodes du thyratron sont placées dans un ballon de verre étanche (fig. 6.5,*c*) que l'on remplit d'un gaz inerte (argon, crypton, xénon) après avoir eu soin d'en évacuer l'air et autres gaz moléculaires. En bas du ballon est fixé à l'aide d'un mastic le culot *1* avec des sorties *2* des électrodes.

Lorsqu'on passe aux tensions plus élevées (supérieures à 5 à 10 kV) il devient plus difficile de maintenir dans les thyratrons à gaz la densité (la pression) du gaz au niveau minimal requis du fait qu'avec l'accroissement de la tension de service l'intensité d'absorption des atomes du gaz de remplissage par les pièces métalliques et surtout par l'anode et la grille augmente. L'anode et la grille chargées négativement durant la partie non-conductrice de la période absorbent avant l'amorçage du thyratron des ions du plasma résiduel dont les électrons partent vers la cathode. Les ions recombinent avec les électrons qui arrivent durant l'alternance suivante de la période, en formant des atomes neutres du gaz. Ces atomes diffusent dans les couches profondes de l'anode et de la grille ainsi que dans les écrans et les parois. Cela provoque la disparition progressive du gaz de l'intérieur du tube. Avec l'accroissement de la tension la vitesse de la diminution du gaz augmente. Afin de réduire l'intensité de cette diminution dans les thyratrons de haute tension remplis de gaz inerte on limite les angles de commande par la grille ce qui réduit le temps durant lequel la grille est soumise à un potentiel négatif.

On peut augmenter la longévité des thyratrons, dont la durée de service est limitée par la diminution de la quantité du gaz contenu dans le ballon, en remplaçant un gaz inerte par l'hydrogène. Dans ce dernier cas, l'hydrogène qui disparaît est restitué par l'élément spécial qui est réservoir d'hydrogène placé à l'intérieur du tube.

Dans un thyratron à hydrogène la chute de tension dans le tube augmente, ce qui fait diminuer le rendement. On choisit donc entre un thyratron à hydrogène et un thyratron à gaz inerte selon qu'on recherche surtout une longue vie ou un rendement élevé.

Certains types de thyratrons sont fabriqués en deux variantes: a) à gaz inerte, b) à hydrogène. Parmi ces thyratrons notons le thyratron à haute tension prévu pour une tension de 12 kV et un courant moyen de 0,5 A. Rempli d'argon, il est marqué ТГ1-0,5/12, son modèle à hydrogène est marqué ТГ2-0,5/12. La construction de ce thyra-

tron est schématisée à la figure 6.6,*a*. La cathode *K* à oxydes à chauffage indirect d'un tel thyratron est fabriquée sous la forme d'un cylindre *1* en nickel avec les ailettes *2* soudées à l'extérieur du cylindre. Sur la surface extérieure du cylindre et des ailettes

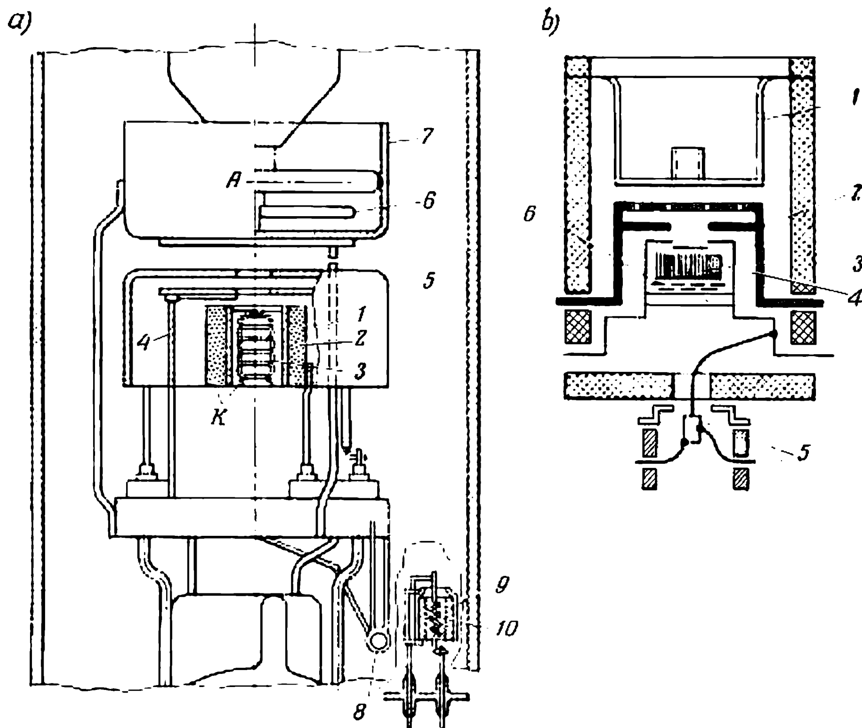


Fig. 6.6. Organisation des thyratrons:
a—types ТГ1 et ТГ2-0,5/12 (remplis d'argon ou d'hydrogène); *b*—thyratron impulsionnel à hydrogène type ТГИ1-400/16

sont déposés les oxydes. Le filament chauffant *3* placé à l'intérieur de la cathode est une spirale bifilaire en tungstène recouverte d'une couche d'alumine.

Afin de réduire la dispersion thermique, la cathode est entourée d'un écran thermique *4*. Dans le couvercle de l'écran ainsi que dans la grille *5* qui entoure la cathode, des trous ont été ménagés par lesquels passe le plasma de la décharge.

L'ensemble d'anode *A* comprend une anode sous la forme d'un disque *6* et un écran d'anode *7* permettant d'élever la tension de percement. Dans un thyratron du type ТГ1-0,5/12 la grille assure seulement les fonctions de protection (elle bloque le thyratron en cas d'un endommagement du dispositif).

La figure 6.6,*a* montre la coupe d'un thyratron ТГ2-0,5/12 rempli d'hydrogène. Le réservoir d'hydrogène *8* est situé dans la partie inférieure du ballon près de la cathode. La partie inférieure de la figure 6.6,*a* montre la coupe du réservoir d'hydrogène à une échelle plus grande. L'hydrogène est fourni par du titane en poudre saturé d'hydrogène ou par un cylindre en titane poreux comprimé *9*. La quantité d'hydrogène absorbé par le titane est grande. Ainsi, un gramme de titane absorbe environ 400 cm^3 d'hydrogène réduit à la pression spécifique de 10^5 mN/cm^2. Le titane qui a absorbé une telle quantité d'hydrogène est appelé hydrure de titane.

La pression d'équilibre assurée par le réservoir d'hydrogène dépend de la température de l'hydrure de titane. Cette température est maintenue constante par le filament *10* (spirale placée à l'intérieur du cylindre du réservoir) connecté en parallèle avec le filament chauffant de la cathode.

La température du filament du réservoir est choisie de façon à assurer la pression requise (environ 5 à 6 mN/cm^2) ainsi que sa variation minimale avec la diminution progressive de l'hydrogène au cours du service du thyratron.

Les thyratrons à impulsions de forte puissance utilisés comme commutateurs dans les dispositifs de modulation des radars sont aussi dans la plupart des cas remplis d'hydrogène. Seuls certains types de thyratrons (prévus pour une tension de service ne dépassant pas 2 kV) sont remplis d'un gaz inerte.

La figure 6.6,*b* montre la coupe d'un thyratron à impulsions à hydrogène (type ТГИ1-400/16).

Les paramètres nominaux de cet appareil: $U_{b\,max} = 16$ kV et le courant impulsionnel de 400 A se rapportent à une durée d'impulsion ne dépassant pas 5 μs et à une vitesse de répétition ne dépassant pas 450 impulsions par seconde.

Une particularité de construction de ce thyratron est son corps céramique *3* scellé aux pièces métalliques. Un tel corps augmente la résistance mécanique de l'appareil ainsi que sa résistance à la chaleur.

La cathode *4* est un disque plan auquel sont soudées des ailettes verticales. Les ailettes et le disque sont recouverts d'oxydes à l'extérieur. Le filament plan spiralé *6* se trouve au-dessous de la cathode. Dans la partie inférieure du thyratron est disposé le réservoir d'hydrogène *5* dont le filament est connecté en parallèle avec le filament de la cathode.

La grille dans les thyratrons à impulsions remplis d'hydrogène se caractérise par sa faible transparence ce qui résulte de la nécessité d'assurer un blocage efficace de l'appareil par la grille en présence des tensions anodiques élevées.

Afin de réduire la transparence de la grille *2* on place au-dessus d'elle un diaphragme dont le trou ne coïncide pas avec les trous de la grille.

Grâce à la présence d'hydrogène et à la faible transparence de la grille, la chute de tension dans le thyratron est de 120 à 150 V pour de fortes impulsions de courant. Cette chute de tension interne élevée provoque des pertes de puissance considérables dont la plus grande partie est transformée en chaleur dans l'anode *1* que celle-ci doit dissiper en s'échauffant à une température admissible. On y arrive en dotant l'anode d'une surface de refroidissement considérable et en lui reliant un radiateur à l'aide d'une tige filetée intermédiaire (ce radiateur n'est pas indiqué sur la figure).

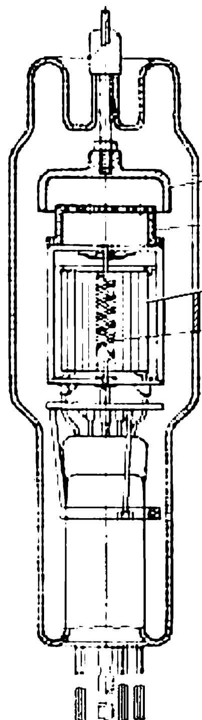


Fig. 6.7. Thyratron à vapeur de mercure pour haute tension, type TP1-6/15

Comme il a été déjà dit, dans les dispositifs redresseurs de haute tension prévus pour une tension de service de 10 à 20 kV on utilise des thyratrons à vapeur de mercure.

La figure 6.7 présente la vue en coupe d'un tel thyratron (type TP1-6/15) prévu pour un courant moyen de 6 A et une tension de 15 kV. L'appareil se caractérise par un col allongé sur le fond duquel se trouve une goutte de mercure introduite au cours de la fabrication du tube. La vapeur de mercure qui apparaît lors de l'évaporisation remplit l'enceinte du thyratron. La pression de la vapeur de mercure, pour une température ambiante de 40 °C, ne dépasse pas $8 \cdot 10^{-1}$ mN/cm². Ceci permet au thyratron à vapeur de mercure de supporter des tensions élevées.

La pression minimale admissible de la vapeur pour assurer un amorçage normal et le régime d'arc est d'environ $(2 \text{ à } 3) \cdot 10^{-2}$ mN/cm². Cela limite la température minimale admissible du milieu ambiant à des valeurs comprises entre 10 et 15 °C.

La cathode à chauffage indirect de ce thyratron est un cylindre à ailettes intérieures *3* recouvertes d'oxydes. Le filament spiralé *4* est situé suivant l'axe du cylindre. La grille *2* comporte un grand nombre de petits trous. Cela permet, pour des courants suffisamment forts, d'avoir une tension de polarisation peu élevée et donc de débloquer le thyratron avec de faibles impulsions positives de tension.

L'anode en graphite *1* de forme concave assure une faible chute de tension anodique et présente une grande résistance à la chaleur.

La chute de tension dans le thyratron ne dépasse pas 15 V. On fabrique également des thyratrons à vapeur de mercure de haute

tension pour des valeurs moyennes du courant plus élevées (jusqu'à $I_a = 85$ A).

A côté des thyratrons à ballon de verre il existe des thyratrons à enveloppe métallique à remplissage gazeux ou à vapeur de mercure prévus pour des tensions plus basses. Les électrodes de ces thyratrons sont isolées de l'enveloppe par du verre.

§ 6.3. Thyratrons à décharge à lueur

Les thyratrons à lueur (ou à effluve) se caractérisent, comme il a été dit au § 1.8, par l'utilisation d'une cathode métallique froide. Une telle cathode émet des électrons lorsque sa surface est bombardée

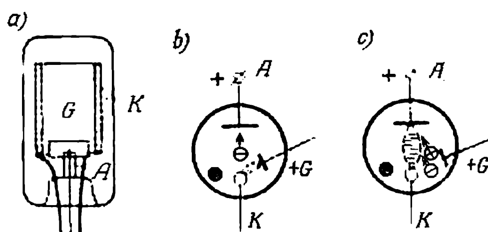


Fig. 6.8. Thyratron à décharge à lueur, type MTX-90:
a—organisation; *b*—amorçage de la décharge à l'électrode auxiliaire (à la grille); *c*—passage de la décharge sur l'anode

par des ions et par des atomes excités de façon métastable ainsi que par des photons venant du plasma et de la zone cathodique de la décharge.

Les thyratrons à décharge à lueur modernes utilisent des cathodes purement métalliques (en molybdène ou en titane), ce qui assure une grande stabilité de fonctionnement et une longue vie, et des cathodes composées qui ont un support métallique recouvert d'une couche active de métaux alcalins ou alcalino-terreux (barium, calcium, césium) et de leurs oxydes. Les thyratrons à cathode composée demandent des tensions d'amorçage et d'entretien de la décharge plus faibles mais leur fonctionnement est moins stable et leur durée de vie est plus courte.

On fabrique des thyratrons à lueur à une, à deux ou à un plus grand nombre de grilles (triodes, tétrodes et tubes à grilles multiples). La figure 6.8, *a* montre le schéma d'un thyratron triode à lueur équipé d'une cathode activée par du césium (type MTX-90). Après avoir évacué l'air du ballon de verre étanche on le remplit de néon avec une faible addition d'argon sous une pression d'environ (2,5 à 4)$\cdot 10^2$ mN/cm^2. Dans le ballon se trouvent les électrodes principales: une cathode cylindrique K et une anode en tige A

entre lesquelles est disposée une électrode de commande, la grille G sous forme d'un cylindre coaxial.

En choisissant une pression du gaz entre $3,5 \cdot 10^2$ et $5 \cdot 10^2$ mN/cm² on obtient: 1) une densité de courant suffisamment élevée de la cathode (pour une cathode en nickel activée de césium elle est de 6 à 8 mA/cm²), 2) un fonctionnement dans la zone des tensions de percement se rapportant à la branche de droite de la courbe de Paschen (voir fig. 1.6).

Dans le domaine indiqué de pressions la décharge commence d'abord entre les électrodes les plus proches, c'est-à-dire entre la

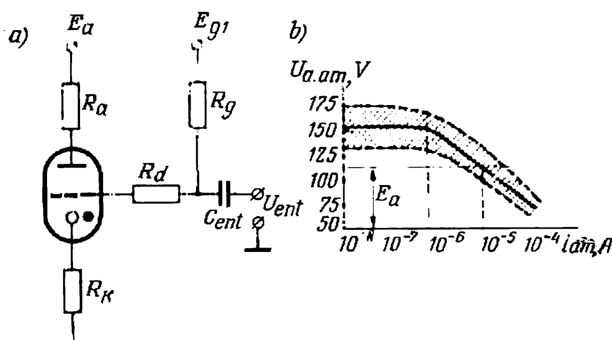


Fig. 6.9. Schéma de montage d'un thyratron triode à lueur (a) et caractéristiques d'amorçage d anode à commande par courant (b)

grille et la cathode (voir fig. 6.8,b), et ensuite elle se produit dans l'intervalle principal entre l'anode et la cathode (fig. 6.8,c). La formation de la décharge principale en présence de la décharge de grille est facilitée grâce à la diffusion et à la dérive des électrons qui partent de la grille vers l'anode accompagnés d'une certaine quantité d'ions.

Pour réduire le retard nécessaire pour l'amorçage de la décharge de grille et assurer sa naissance régulière en cas d'une commande par impulsions on maintient toujours dans le tube une décharge auxiliaire appelée *décharge préparatoire*. Grâce aux très faibles valeurs des courants (de l'ordre de quelques microampères ou de quelques dizaines de microampères) la décharge préparatoire correspond au stade transitoire du régime sombre au régime luminescent (à lueur).

La décharge préparatoire se forme directement entre la grille et la cathode ou entre une électrode (une anode) auxiliaire spéciale et la cathode.

Dans les thyratrons triodes (fig. 6.9,a) la décharge préparatoire commence et s'entretient directement entre la grille et la cathode grâce au branchement de la grille à la source d'alimentation commune

par l'intermédiaire d'une résistance ohmique R_g suffisamment grande.

L'impulsion positive de commande introduite dans le circuit de grille par l'intermédiaire du condensateur d'entrée C_{ent} augmente le courant dans la décharge auxiliaire jusqu'à une valeur supérieure à la valeur minimale nécessaire pour former la décharge principale (formation de la décharge à l'anode).

La valeur minimale requise du courant de grille pour amorcer la décharge principale en régime de commande par le courant dépend de la tension anodique U_a. Cette relation est représentée par la caractéristique d'amorçage $U_{a.am} = f(i_{am})$ tracée en continu sur la figure 6.9,*b*.

Le tuyau hachuré de part et d'autre de cette caractéristique détermine le domaine de dispersion possible des caractéristiques qui apparaît par suite de la différence de l'état de surface des électrodes et des distances entre elles ainsi que des écarts de la composition et de la pression du gaz par rapport à leurs valeurs normalisées.

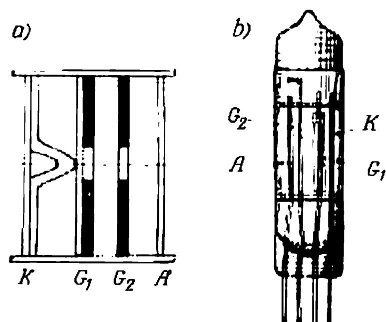


Fig. 6.10. Thyratron tétrode à lueur, type TX3Б :
a—disposition des électrodes ; *b*—aspect extérieur

Si le thyratron est alimenté en tension continue E_a, l'amorçage de la décharge principale a lieu pour un courant qui correspond à l'abscisse du point d'intersection de la droite E_a avec la caractéristique d'amorçage réelle de cet appareil qui se trouve à l'intérieur de la zone de dispersion.

La tension E_a doit être supérieure à la tension d'entretien de la décharge. La différence entre la tension d'alimentation E_a et la tension d'entretien de la décharge U_a tombe dans la résistance de charge R_a. La tension d'alimentation E_a des thyratrons du type MTX-90 est généralement choisie entre 120 et 160 V tandis que la tension d'entretien de la décharge du thyratron de ce type est comprise entre 50 et 60 V.

Un tel régime de commande ou un régime un peu différent est réalisé dans un thyratron à deux grilles (tétrode) du type TX3Б dont le système d'électrodes est représenté sur la figure 6.10,*a*. Les axes des électrodes sont disposés verticalement. La figure 6.10,*b* présente l'aspect extérieur de ce thyratron.

La cathode en molybdène *K* est en forme d'une boucle. Sa partie en saillie est située en regard des trous des grilles. Les grilles G_1 et G_2 sont des plaques de nickel avec une fente longitudinale tandis que l'anode *A* est un morceau de fil de nickel.

La grille G_1 est reliée à la source d'alimentation par l'intermédiaire d'une grande résistance de limitation R_{g1} (fig. 6.11,*a*). Entre cette grille et la cathode est maintenue la décharge préparatoire dont le courant est de l'ordre de 40 à 50 µA. A ce courant correspond sur la caractéristique de la décharge une chute de tension U_{g1} de 85 à 90 V.

En plus du régime de commande par courant, utilisé dans les tubes MTX-90 et possible dans les thyratrons TX3Б si l'on met en court-circuit les grilles G_1 et G_2, ces derniers permettent un mode de commande dit électrostatique (par tension continue). A cette fin

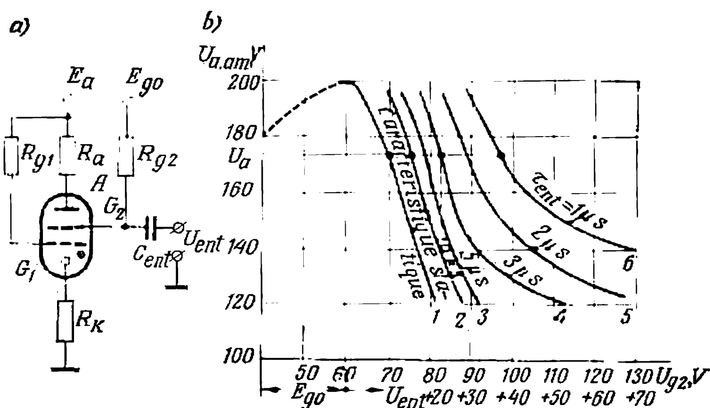


Fig. 6.11. Schéma de commande d'un thyratron à lueur, type TX3Б (*a*) et caractéristique d'amorçage par l'anode avec commande électrostatique (*b*)

à la grille G_2 (non réunie à G_1) est fournie, par l'intermédiaire de la résistance R_{g2}, une tension de polarisation positive E_{g0} inférieure à U_{g1} de 10 à 20 V. Cela fait naître dans l'espace entre les grilles G_1 et G_2 un champ négatif qui s'oppose au passage des électrons par les trous de la grille G_2 vers l'anode.

L'amorçage de la décharge est réalisé par l'application d'une impulsion positive de tension U_{ent} venant d'une source de commande extérieure par l'intermédiaire d'un condensateur C_{ent}. Cette impulsion rend la grille G_2 positive par rapport à la grille G_1 et, pour cette raison, les électrons accélérés par le champ positif passent par les trous de la grille G_2 dans l'espace situé devant l'anode. Les électrons accélérés par le champ d'anode ionisent les atomes du gaz et contribuent ainsi au développement de la décharge principale dans le thyratron.

La caractéristique d'amorçage représente la relation quantitative entre le potentiel d'anode $U_{a.am}$ et la tension sur la grille U_{g2} pour laquelle prend naissance la décharge principale. La figure 6.11,*b*

montre une famille de telles caractéristiques relatives à un thyratron du type TX3Б. La courbe *1* se rapporte au régime de commande par une tension continue E_g (commande statique). A ce régime correspond une tension minimale d'amorçage de grille pour U_a donnée.

La portion croissante de cette caractéristique tracée sur la figure 6.11,*b* en pointillé se rapporte au régime anormal d'amorçage de la décharge qui prend naissance entre l'anode et la grille G_2 lorsque le potentiel de cette dernière est très faible, ce qui fait que la tension entre l'anode et la grille G_2 est supérieure à la tension d'amorçage de la décharge si l'intervalle entre ces électrodes est faible.

On prévient une telle décharge parasite en élevant le potentiel de la grille G_2 par application entre cette grille et la cathode d'une tension de polarisation E_{g0}, ce qui est prévu dans les schémas types de commande des thyratrons (voir fig. 6.11,*a*).

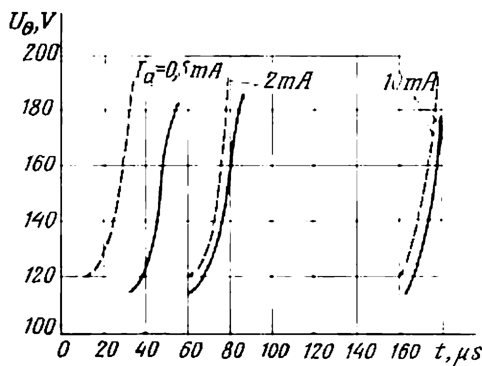


Fig. 6.12. Courbe de rétablissement de l'état bloqué d'un thyratron à lueur, type TX3Б, pour différentes valeurs du courant d'anode

Dans le mode de commande par impulsions, les caractéristiques d'amorçage (voir fig. 6.11,*b*) sont d'autant plus déplacées vers la droite que la durée de l'impulsion d'entrée est plus petite. Avec la diminution de la durée de l'impulsion il faut augmenter l'amplitude de l'impulsion afin que le flux minimal d'électrons nécessaire pour amorcer la décharge puisse entrer dans l'espace situé devant l'anode en un temps plus court.

Les valeurs minimales de l'amplitude de la tension de grille U_{ent} en présence de la polarisation positive E_{g0} sont déterminées par des tronçons sur l'axe des abscisses entre la tension de polarisation E_{g0} et la projection du point d'intersection de la caractéristique correspondante d'amorçage avec la droite U_a = const, U_a étant la tension appliquée à l'anode.

Une deuxième caractéristique importante des thyratrons à décharge à lueur comme celle des thyratrons à cathode chaude est la courbe de rétablissement de la rigidité diélectrique de l'intervalle interélectrode (anodique) après l'extinction de la décharge dans cet intervalle.

La figure 6.12 présente en continu et en pointillé les courbes types pour des thyratrons à décharge à lueur pour différentes valeurs des courants anodiques.

L'influence notable des courants anodiques sur le temps de rétablissement de la rigidité diélectrique de l'intervalle anodique dans les tubes à lueur peut être expliquée par l'accroissement des charges dans cet intervalle et dans les trous de la grille ainsi que par une désionisation plus lente si l'on passe des faibles pressions du gaz aux pressions moyennes.

Les valeurs absolues du temps de rétablissement qui dépendent de la géométrie des électrodes et des dimensions des intervalles permettent d'utiliser les thyratrons, lorsqu'ils sont bien construits, pour des fréquences jusqu'à quelques dizaines de kilohertz. Lorsqu'il faut avoir des fréquences plus élevées les thyratrons sont remplis d'un mélange d'un gaz rare et d'hydrogène.

§ 6.4. Tubes à lueur à électrodes multiples réalisant des fonctions logiques

Les tubes à lueur à électrodes, multiples, qui assurent les mêmes fonctions que les éléments logiques décrits au § 3.10 sont appelés *logitrons.*

Les logitrons diffèrent des thyratrons tétrodes à lueur à commande électrostatique surtout par un système de grilles plus développé dont l'exécution dépend de l'opération logique assurée par le logitron.

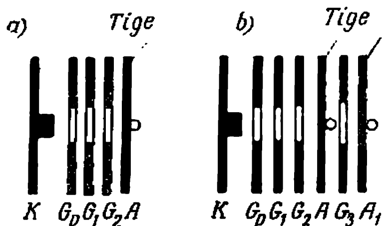


Fig. 6.13. Disposition des électrodes dans un logitron:
a—assurant la fonction « ET »; *b*—assurant la fonction « Mémoire »

Le système d'électrodes d'un logitron assurant une fonction « ET » (type TX8Г) est schématisé sur la figure 6.13,*a*. En plus des électrodes principales (l'anode A et la cathode K) le système comprend l'électrode d'amorçage de la décharge préparatoire G_p et deux grilles de commande G_1 et G_2.

L'électrode G_p à trou central, en maintenant la décharge préparatoire, joue le rôle d'anode auxiliaire. Le courant de décharge correspond au tronçon transitoire de la caractéristique tension-courant de la décharge (voir § 1.8,*a*) quand elle passe du régime sombre au régime luminescent. On y arrive par le choix convenable de la tension entre l'électrode G_p et la cathode K (de l'ordre de 100 à 110 V) et par la limitation du courant de décharge (environ 100 μA). Les grilles G_1 et G_2 jouent le rôle d'électrodes de commande. On leur applique des impulsions positives de tension d'entrée qui participent à l'exécution de l'opération logique « ET ».

Les transparences des grilles G_1 et G_2 ont été choisies de façon qu'avant l'application des impulsions d'entrée et lors de l'action

d'une d'elles le tube soit bloqué car les électrons qui partent de la décharge préparatoire en compagnie d'un certain nombre d'ions sont freinés par le champ des deux ou de l'une des grilles, négatif par rapport au plasma de la décharge préparatoire.

A l'instant d'application des impulsions positives aux grilles G_1 et G_2 le champ de freinage dans l'espace entre l'électrode G_p et l'anode devient accélérateur et les électrons qui ont traversé les trous de la grille contribuent au développement de la décharge. Il en résulte le déblocage du logitron et l'apparition dans son circuit de sortie d'une impulsion de tension. Lorsqu'il s'agit d'une opération « ET » avec trois ou un plus grand nombre de signaux d'entrée le nombre de grilles de commande est augmenté respectivement.

Le système d'électrodes indiqué sur la figure 6.13,*b* concerne un logitron qui réalise la fonction de « Mémoire ». Cette fonction consiste à conserver durant un intervalle de temps requis le résultat de l'opération logique exécutée ou à transférer ce résultat à un autre ensemble (mémoire rapide ou permanente).

Le système d'électrodes d'un logitron « Mémoire » indiqué sur la figure 6.13,*b* diffère de celui d'un logitron « ET » (voir fig. 6.13,*a*) par la présence d'une troisième grille G_3 et d'une anode complémentaire A_1. Ces électrodes complémentaires servent à enregistrer et à conserver le résultat de l'opération « ET ».

Lorsqu'un signal positif (signal de lecture) est appliqué à la grille G_3, la décharge passe dans la zone d'anode A_1 et l'impulsion correspondante de sortie est transmise à la mémoire rapide ou permanente.

L'opération logique « OU » peut être assurée à l'aide d'un thyratron triode à décharge à lueur commandé par courant et comportant plusieurs entrées extérieures reliées à une grille commune ou à l'aide d'un logitron doté de plusieurs systèmes de grilles agissant parallèlement (type ТХ9Г).

La tension d'alimentation des logitrons est comprise entre 280 et 320 V tandis que les courants absorbés ne dépassent pas 1 ou 2 mA.

Les dimensions réduites, la faible consommation, une durée de vie suffisamment grande (de l'ordre de 5 000 à 10 000 heures) ainsi que le sérieux avantage qu'ils présentent de permettre un contrôle visuel de l'état des ensembles du dispositif de comptage font que les logitrons sont employés de plus en plus dans les dispositifs de comptage lents dont la vitesse de comptage est caractérisée par des fréquences ne dépassant pas 15 kHz.

§ 6.5. Tubes à lueur à cathodes multiples (dékatrons et tubes d'affichage numérique)

En plus des tubes comportant une seule cathode il existe aussi des tubes à lueur à plusieurs cathodes qui sont largement utilisés dans les dispositifs de comptage à décades (dékatrons et tubes d'affichage numérique) ainsi que dans les systèmes de canalisation du courant (commutateurs) et les dispositifs de programmation.

Examinons d'abord l'organisation et le principe de fonctionnement des dékatrons de comptage et de commutation qui diffèrent peu les uns des autres par leur construction et ensuite les tubes d'affichage (indicateurs numériques).

a) Dékatrons de comptage et de commutation

La figure 6.14,*a* donne une représentation axonométrique de la construction d'un dékatron à impulsion double largement utilisé ainsi que de son système d'électrodes. Ce système comprend l'anode *A* en disque et les cathodes *K* en forme de bâtonnets disposées autour de l'anode. Le nombre de cathodes est un multiple de dix. Dans le dékatron considéré le nombre total de cathodes est égal à 30.

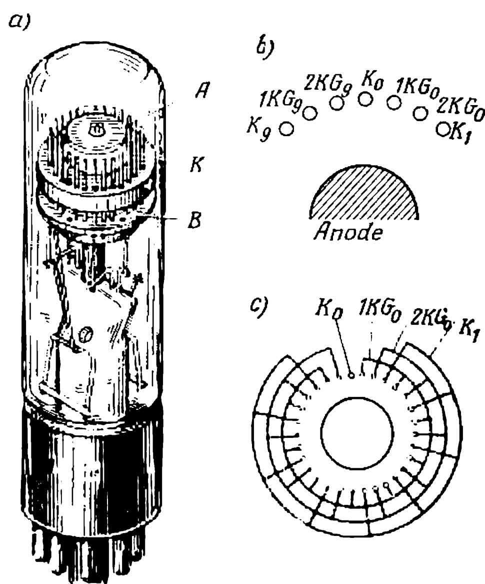


Fig. 6.14. Dékatron:
a—vue extérieure; *b*—disposition des électrodes; c—schéma des connexions électriques intérieures entre les cathodes principales et les cathodes guides

Le système d'électrodes du dékatron est disposé dans un ballon de verre étanche *B* qui, lorsqu'on y a fait le vide, est rempli d'un mélange d'hélium et de néon ou d'un mélange d'hélium et d'hydrogène. Le gaz est choisi selon les paramètres électriques requis du tube et à partir de l'exigence d'obtenir la plus grande luminence de la lueur cathodique.

La décharge luminescente s'amorce entre l'anode commune et l'une des cathodes, elle saute ensuite de cette cathode à la cathode suivante. Après dix impulsions de comptage la décharge

parcourt toutes les cathodes situées sur la circonférence de l'embase cathodique (fig. 6.14,*b*).

Le système de commande du transfert de la décharge est organisé de façon que sur dix cathodes appelées *cathodes principales* ou *indicatrices* la décharge est retenue plus longtemps que sur d'autres cathodes. Pour cette raison l'œil conserve l'image de ces cathodes principales plus longtemps que des autres cathodes. D'après le numéro d'ordre de la cathode principale luminescente à l'instant donné on peut juger du nombre d'impulsions de comptage injectées dans le dékatron dans les limites de l'ordre décimal donné.

Lorsque toutes les cathodes principales seront allumées à tour de rôle, on obtient à la sortie du dékatron une impulsion de sortie qui constitue en même temps une impulsion d'entrée pour le dékatron appartenant à un ordre décimal immédiatement supérieur.

Entre les cathodes principales désignées sur la figure 6.14,*b* par les lettres K avec indices numériques qui correspondent à leur numéro d'ordre sont situées deux cathodes auxiliaires appelées cathodes de passage ou cathodes guides KG.

Les cathodes guides forment deux groupes comprenant chacun dix électrodes. Les chiffres précédant le symbole littéral KG indiquent le numéro du groupe auquel appartient la cathode guide donnée. L'indice numérique après la désignation littérale indique, comme pour la cathode principale correspondante, le numéro de la section à laquelle se rapportent la cathode principale et ses deux guides.

Dans un dékatron compteur toutes cathodes principales (sauf celle de sortie K_0) ainsi que les cathodes guides de chaque groupe sont réunies entre elles à l'intérieur du tube par des barrettes de jonction (fig. 6.14,*c*).

Les cathodes guides du dékatron sont destinées à créer le régime de transfert de la décharge et à assurer ainsi l'allumage d'une cathode après l'autre dans l'ordre bien déterminé (généralement, dans le sens horaire).

Le régime de transfert de la décharge de la cathode principale K_1 à la cathode principale K_2 par les cathodes guides $1KG_1$ et $2KG_1$ est illustré par le schéma fonctionnel de la figure 6.15,*b* concernant plusieurs cathodes.

A gauche du schéma (fig. 6.15,*a*) sont indiquées les impulsions négatives de tension d'entrée U_{ent1} qui attaquent le premier groupe de cathodes guides $1KG$ liées électriquement entre elles et les impulsions U_{ent2} appliquées au deuxième groupe de cathodes guides $2KG$.

Durant l'intervalle entre les impulsions négatives les cathodes guides sont portées à une tension de polarisation positive. On adopte comme niveau zéro de comptage le potentiel des cathodes, dont la barrette est mise à la masse (réunie à l'enveloppe métallique du culot).

Si dans l'intervalle de temps considéré la décharge existe entre l'anode et la cathode K_1, les cathodes guides, y compris les cathodes guides les plus proches de K_1, sont positives (elles sont portées à un potentiel de +60 V). Lorsque, à l'instant t_1, une impulsion négative $U_{\text{ent}1}$ apparaît, le potentiel des cathodes guides $1KG$, y compris celui de la cathode $1KG_1$, devient négatif. A côté de la zone luminescente se trouve dans ce cas l'intervalle entre l'anode et la cathode guide $1KG_1$ dont la différence de potentiel dépasse non seulement la tension U_a d'entretien de la décharge à lueur mais aussi la tension d'amorçage de la décharge $U_{\text{a.am}}$.

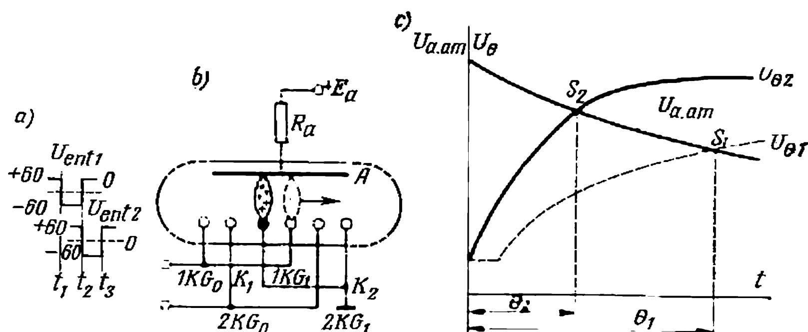


Fig. 6.15. Passage de la décharge dans un dékatron à impulsion double:

a—impulsions de commande injectées dans les circuits des cathodes guides; *b*—schéma du passage de la décharge de la première cathode principale à la première cathode guide; *c*—courbes permettant de déterminer la durée minimale requise des impulsions de commande dans un dékatron à simple impulsion (Θ_1) et à impulsion double (Θ_2)

Pour cette raison à partir de l'instant t_1, la décharge se forme rapidement entre l'anode A et la cathode guide $1KG_1$. Après la formation de la décharge, le potentiel de l'anode diminue de $U_{\text{ent}1}$, la tension U_a variant peu.

Lorsque le potentiel de l'anode A diminue (par rapport à la cathode principale K_1), la décharge dans l'intervalle A-K_1 s'éteint. L'extinction de la décharge à la cathode K_1 et son amorçage à la cathode guide $1KG_1$ sont considérés comme le transfert de la décharge de la cathode K_1 à la cathode guide $1KG_1$.

Le passage de la décharge à la cathode guide suivante $1KG_1$ et non pas son retour à la cathode guide précédente $1KG_0$ (portée d'ailleurs au même potentiel que $1KG_1$) est assuré par le fait que la tension d'amorçage de la décharge dans l'intervalle comportant la cathode $1KG_1$ est inférieure à celle dans l'intervalle comportant la cathode guide $1KG_0$. Cela est dû au fait que vers l'intervalle comprenant la cathode guide $1KG_1$ s'échappe de la décharge en fonctionnement un nombre plus élevé d'électrons et d'ions que vers l'intervalle plus éloigné comportant la cathode guide $1KG_0$. Cela

explique l'introduction dans le dékatron examiné de deux cathodes guides.

La décharge dans l'intervalle anode-cathode guide $1KG_1$ continue jusqu'à l'instant t_2 où l'impulsion U_{ent1} est remplacée par une autre impulsion négative U_{ent2} injectée dans le second groupe de cathodes guides.

A partir de l'instant t_2 la décharge passe à la cathode guide $2KG_1$ et le potentiel de la cathode guide $1KG_1$ devient de nouveau positif. A la cathode guide $2KG_1$ la décharge existe jusqu'à la fin de l'impulsion U_{ent2} ce qui a lieu à l'instant t_3. A partir de l'instant t_3, la décharge passe à la cathode principale suivante K_2 et la cathode guide $2KG_1$ redevient positive.

Le transfert de la décharge en deux temps par deux impulsions d'entrée formées dans l'ensemble de commande à partir d'une impulsion de comptage commune a donné naissance à l'appellation de dékatron à impulsion double. En inversant l'ordre des impulsions formées dans l'ensemble de commande (en introduisant l'impulsion U_{ent2} avant U_{ent1}) on change le sens de transfert de la décharge dans le dékatron. On utilise ce fait lorsqu'on a besoin d'une opération de comptage à rebours (soustraction).

Pour qu'à l'instant t_3 la décharge ne revienne pas de la cathode guide $2KG_1$ à la cathode principale K_1 ayant le même potentiel que celui de la cathode K_2, il faut que la rigidité diélectrique rétablie dans l'intervalle comprenant la cathode K_1 après l'extinction de la décharge dans ce dernier (cette rigidité diélectrique est déterminée par la tension du réamorçage de la décharge) soit supérieure à la tension d'amorçage de la décharge dans l'intervalle suivant comportant la cathode K_2. Cette condition est satisfaite lorsqu'un temps suffisamment grand s'écoule depuis l'extinction de la décharge dans l'intervalle à cathode K_1 jusqu'à l'instant t_3.

On peut trouver la valeur numérique de ce temps en comparant la courbe U_θ de rétablissement de la rigidité diélectrique de l'intervalle à cathode K_1 après l'extinction de la décharge à la courbe qui détermine la variation dans le temps du potentiel d'amorçage $U_{a.am}$ dans l'intervalle voisin comprenant la cathode K_2 (fig. 6.15,*c*).

Une baisse continue du potentiel d'amorçage, comme l'indique la courbe $U_{a.am}$, est due au fait qu'avec le temps dans l'intervalle à cathode K_2 s'accumule un nombre de plus en plus grand de charges provenant de la décharge voisine. Les courbes $U_{\theta 1}$ et $U_{\theta 2}$ de rétablissement de la rigidité diélectrique de l'intervalle A-K_1 sont indiquées pour deux variantes du système de cathodes du dékatron. La courbe $U_{\theta 1}$ se rapporte à un dékatron à une cathode guide et la courbe $U_{\theta 2}$ à un dékatron à deux cathodes guides dans chaque section.

Les abscisses des points d'intersection de ces courbes avec la courbe d'amorçage de la décharge $U_{a.am}$ déterminent le temps mini

mal pendant lequel il faut entretenir la décharge aux cathodes de passage, avec une ou deux cathodes guides, jusqu'à l'instant pour lequel est assuré le transfert de la décharge à la cathode principale suivante et non son retour à la cathode précédente. Ce temps, dans un dékatron à deux cathodes guides θ_2 et à une cathode guide θ_1 détermine la largeur minimale nécessaire des impulsions de commande appliquées aux cathodes guides. Lorsque le temps θ_1 est plus de deux fois supérieur à θ_2 (fig. 6.15,*c*) un dékatron à impulsion double à deux cathodes guides assure un taux de comptage plus élevé.

Dès que la décharge passe à la dernière cathode principale K_0 ayant sa propre sortie sur une résistance de charge, le dékatron délivre une impulsion de tension de sortie (fig. 6.16) qui est une impulsion d'entrée du dékatron de l'ordre décimal suivant.

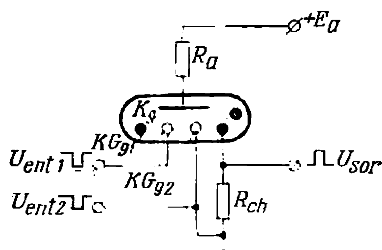


Fig. 6.16. Schéma du circuit de sortie d'un dékatron

Les dékatrons modernes à impulsion double remplis d'un mélange de néon et d'hélium (en particulier les dékatrons ОГ4 et А101) assurent un taux de comptage jusqu'à 2000 Hz. Un autre type de dékatron comportant trois cathodes guides dans chaque section et rempli d'un mélange d'hélium et d'hydrogène (type ОГ3) est commandé par une impulsion de comptage qui forme à l'intérieur de chaque section cathodique trois impulsions successives. Un tel mélange gazeux et un tel système de commande permettent de porter le taux de comptage jusqu'à 20 000 Hz. De tels dékatrons sont dits *à simple impulsion.*

On utilise également des dékatrons à simple impulsion à cathodes asymétriques (type ОГ8) dont la forme assure le transfert de la décharge dans un seul sens. Le taux de comptage y peut être amené jusqu'à 100 000 Hz.

Les dékatrons à simple impulsion à taux de comptage élevé sont généralement utilisés dans les premières décades d'un dispositif de comptage (dans lesquelles l'intervalle entre les impulsions de comptage est le plus court) et les dékatrons à impulsion double sont utilisés pour les décades supérieures.

Le nombre de dékatrons connectés en série dans un dispositif de comptage dépend du nombre de caractères requis (de la capacité numérique du dispositif).

Dans le schéma fonctionnel de la figure 6.17 le dispositif de comptage comporte six dékatrons. Il est prévu pour enregistrer les impulsions provenant d'un compteur de particules radioactives (compteur Geiger-Müller).

En pénétrant dans le volume interne du compteur *1*, une particule radioactive ionise les atomes de gaz et, pour cette raison, dans le circuit anodique du compteur apparaît une impulsion de courant et de tension. Ces impulsions sont amplifiées et formées dans des éléments identiques *3* et *4* du dispositif de comptage. Les impulsions formées, d'amplitude et de durée identiques, arrivent dans le dékatron *5* à l'aide duquel sont comptées les unités. Après dix impulsions de comptage, l'impulsion de sortie du dékatron *5*, amplifiée par

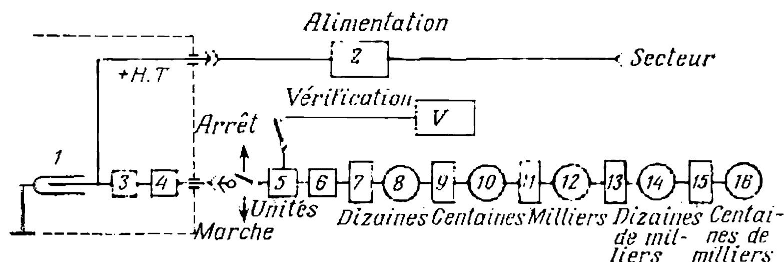


Fig. 6.17. Schéma fonctionnel d'un dispositif de comptage à dékatrons

l'élément *6*, arrive dans le dékatron *7* qui compte les dizaines. Les dékatrons *9*, *11*, *13* et *15* comptent les centaines, les milliers, les dizaines de milliers et les centaines de milliers respectivement.

La sortie du dernier dékatron est réunie à l'entrée d'un compteur électromécanique dont l'indicateur numérique donne (avec un coefficient de comptage déterminé) le nombre total d'impulsions enregistrées par le dispositif de comptage.

Le dispositif de comptage est alimenté par un redresseur *2* à tension stabilisée. L'ensemble *V* est utilisé pour vérifier le compteur.

Les dékatrons sélecteurs sont de construction analogue à celle des dékatrons compteurs avec cette différence que dans les premiers toutes les cathodes principales ont des sorties extérieures à l'aide desquelles le dékatron sélecteur est connecté aux canaux de liaison. Dans ces canaux arrivent, à tour de rôle, les impulsions provenant de la source d'impulsions commune.

b) *Tubes d'affichage (indicateurs numériques)*

Les tubes d'affichage appelés également tubes ou indicateurs numériques permettent, à l'aide de cathodes luminescentes faites sous forme de chiffres, de faire la lecture visuelle des valeurs numériques des grandeurs contrôlées.

Dans un tube dont l'aspect extérieur est donné sur la figure 6.18,*a* et *b* sont placées dix cathodes (fabriquées généralement en nichrome ou tungstène) qui correspondent aux chiffres décimaux de 0 à 9.

Devant les cathodes se trouve une anode faite sous forme d'une grille extra-fine (fig. 6.18,*c*). L'anode est réunie électriquement à un écran entourant les cathodes.

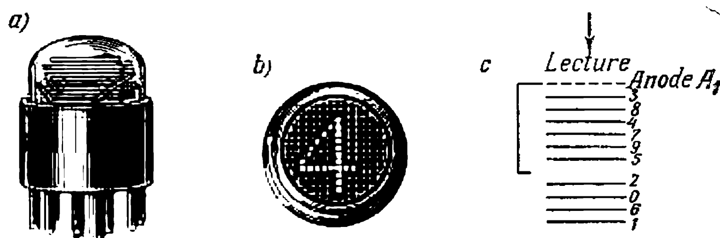


Fig. 6.18. Indicateur numérique :
a—vue latérale ; *b*—vue de face ; *c*—schéma de disposition des électrodes

Une telle disposition des électrodes permet d'avoir une distance plus ou moins identique entre l'anode et chaque cathode.

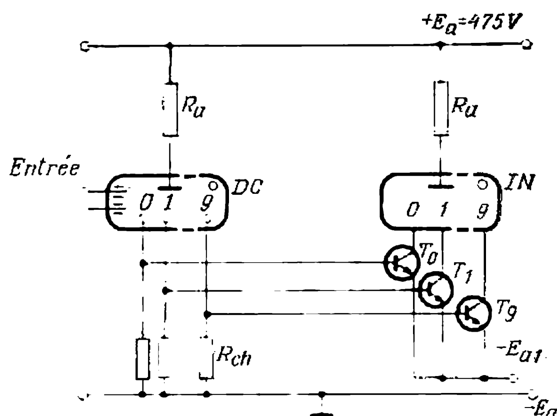


Fig. 6.19. Schéma de montage d'un indicateur numérique

L'ordre de disposition des cathodes indiqué sur la figure 6.18,*c* et l'emploi d'une anode en forme de grille sont dictés par le désir d'obscurcir au minimum la cathode luminescente à l'instant donné.

La décharge dans les indicateurs numériques comme dans les appareils à deux électrodes (voir § 1.9) correspond à la phase initiale d'une décharge luminescente anormale.

Ceci est dû à la nécessité d'avoir luminescente toute la surface de la cathode (pour bien former les chiffres). La distance entre l'anode et la cathode la plus éloignée est choisie de façon que dans une décharge se développe surtout sa partie cathodique.

La figure 6.19 montre l'application à un indicateur numérique *IN* des tensions d'alimentation (toutes les cathodes ne sont pas indiquées). On obtient le branchement des cathodes successif à l'aide d'un dékatron commutateur *DC* et des transistors du type *n-p-n* introduits dans les circuits cathodiques de l'indicateur.

L'application de l'impulsion de comptage fait fonctionner un canal du dékatron commutateur et son impulsion positive de sortie débloque le transistor respectif *T*. La cathode correspondante de l'indicateur se trouve portée à un potentiel négatif ce qui fait passer la décharge à cette cathode. Le chiffre lumineux indique le nombre d'impulsions de comptage arrivées dans le dékatron commutateur de la classe de l'ordre décimal donné.

En introduisant dans le dispositif de comptage un nombre d'indicateurs numériques correspondant au nombre maximal possible des ordres décimaux de la grandeur contrôlée on peut observer visuellement la marche de sa variation dans le temps.

§ 6.6. Thyristors non commandés

a) Conditions ayant contribué à la création des thyristors. Classification des thyristors

Lorsqu'on utilise des transistors comme interrupteurs électroniques, le passage de l'état bloqué — de la région de coupure (point *A* sur la figure 6.20,*a*) à l'état conducteur — au régime de saturation (point *B*) est lié aux variations du courant de collecteur qui prend successivement les valeurs intermédiaires sur la droite de charge *MN* (courants I_{c2}, I_{c3}, I_{cs}, etc.) auxquelles correspondent des chutes de tension considérables dans le transistor. D'où les pertes notables de puissance électrique dans les transistors. De plus, l'influence des courants de base correspondants (I_{b1}, I_{b2}, I_{b3}, etc.) sur les courants de collecteur qui augmentent ou diminuent provoque une inertie de fonctionnement du transistor ce qui est dû à l'accumulation et à la résorption des charges dans la base.

Les valeurs relatives de la puissance électrique perdue diminuent et la vitesse de variation du courant dans un dispositif à semi-conducteur augmente si ce dernier a une caractéristique courant-tension du genre de celle indiquée sur la figure 6.20,*b* (courbe *OABCD*).

Cette caractéristique présente la particularité suivante. Avec l'accroissement de la tension jusqu'à une certaine valeur U_{com} (tension de commutation) le courant dans le dispositif est très petit, puis il augmente rapidement. Le point de fonctionnement se déplace suivant un lieu géométrique proche de la droite de charge *MN*, depuis le point *A* jusqu'à la valeur totale du courant qui correspond au point *C* sur la portion de montée brusque de la caractéristique

courant-tension. La pente de la droite MN est déterminée par la résistance du circuit extérieur. Si cette résistance est très grande (source de courant) et que l'on accroisse considérablement la tension de la source d'alimentation on peut obtenir un accroissement progressif du courant lors du déplacement du point de fonctionnement à gauche depuis le point A sur la branche AB de la caractéristique jusqu'au passage sur la portion BD (partie utile) fortement inclinée de la caractéristique. Avec des sources d'alimentation ordinaires et des valeurs finies des résistances de charge, le courant dans le dispositif croît par bond sans passer par la branche AB à laquelle

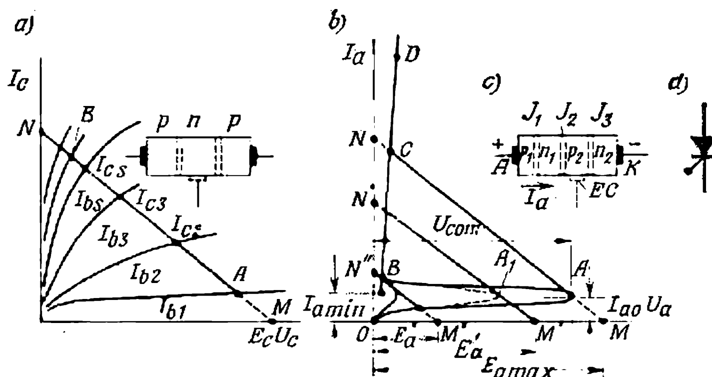


Fig. 6.20. Comparaison des caractéristiques courant-tension et des droites de charge d'un transistor (a) et d'un thyristor (b); structure d'un thyristor (c); symbole d'un thyristor (d)

correspond une résistance négative. La vitesse d'accroissement du courant est alors grande et les pertes en énergie électrique transformée en chaleur sont moindres.

Une telle caractéristique courant-tension à portion AB de résistance négative est propre à des dispositifs à quatre couches de semi-conducteurs appelés thyristors (fig. 6.20,c).

Les thyristors sont fabriqués pour une très large gamme de courants (depuis quelques dizaines de milliampères jusqu'à quelques centaines d'ampères) et de tensions (depuis quelques dizaines jusqu'à quelques milliers de volts).

Les thyristors sont au silicium. On crée dans le monocristal de silicium quatre couches à conductivités alternantes p-n-p-n séparées par trois jonctions p-n: J_1, J_2 et J_3. La couche p_1 joue dans le thyristor le rôle d'anode et la couche n_2 le rôle de cathode.

Lorsqu'on applique à l'anode un potentiel positif par rapport à la cathode le thyristor laisse passer, après son déblocage, un courant

direct I_a. Avec la polarité inverse de la tension anodique, il est parcouru par un courant inverse I_b.

Les thyristors fabriqués pour des tensions de service comprises entre quelques dizaines et quelques centaines de volts et pour des courants compris entre quelques dizaines de milliampères et quelques ampères sont classés dans le groupe d'appareils de faible puissance. Les thyristors prévus pour des tensions de 1 000 V et plus et pour des courants de 150 à 200 A avec refroidissement à l'air et jusqu'à 350 A avec refroidissement à l'eau sont classés dans le groupe d'appareils de forte puissance.

Les thyristors de faible puissance sont utilisés surtout dans les circuits à relais et les dispositifs de commutation et les appareils de grande puissance, dans les systèmes de conversion du courant.

Les thyristors sont également classés d'après le mode de commande.

Si un thyristor ne comporte que deux électrodes principales (anode et cathode) son amorçage (passage à l'état conducteur) et son désamorçage (passage à l'état bloqué) sont assurés par inversion de polarité de la tension d'alimentation. Ces thyristors sont dits *thyristors non commandés* (il en existe d'autres appellations: thyristors diodes ou diodes à quatre couches, ou diodes trijonction ou diodes shockley).

Mais si le thyristor comporte une troisième électrode jouant le rôle d'électrode de commande *EC* (voir fig. 6.20,*c*), son passage de l'état bloqué à l'état conducteur peut être assuré également par un courant de commande. De tels thyristors sont appelés *thyristors commandés* (thyristors tout court, ou thyrators, ou thyratrons solides ou redresseurs commandés).

Aux thyristors commandés correspondent, sur la figure 6.20,*b*, les portions en pointillé de la caractéristique courant-tension et les droites de charge $M'N'$ et $M''N''$.

Lorsqu'on peut assurer dans le thyristor la seule opération d'amorçage les thyristors commandés sont dits *uniopérationnels*. Mais si l'on peut accomplir à l'aide du courant de commande aussi l'opération de désamorçage (actuellement on arrive à le faire seulement dans les thyristors de faible puissance) ces appareils sont dits *biopérationnels*.

Dans le présent chapitre nous examinerons les phénomènes physiques communs aux thyristors de faible et de grande puissance. En ce qui concerne les caractéristiques de fonctionnement et les paramètres, nous allons étudier seulement les appareils de faible puissance.

Les caractéristiques et les paramètres des thyristors de puissance seront décrits dans le chapitre suivant.

b) *Phénomènes physiques dans un thyristor non commandé. Construction de sa caractéristique courant-tension*

La structure d'un thyristor non commandé est schématisée sur la figure 6.21,*a*. Ce schéma indique des valeurs approximatives des concentrations de porteurs dans quatre couches p_1, n_1, p_2 et n_2. Elles sont créées par l'injection dans le monocristal initial de conductivité n (sa longueur est de l'ordre de 240 à 260 microns) d'abord d'une impureté acceptrice (aluminium, bore) qui forme les couches p_1 et p_2 (de 40 à 60 microns d'épaisseur) et ensuite d'une impureté donatrice (phosphore) qui forme la couche extérieure n_2 (de 10 à 15 microns d'épaisseur). L'épaisseur restante de la couche n_1 du monocristal initial est d'environ 120 à 140 microns.

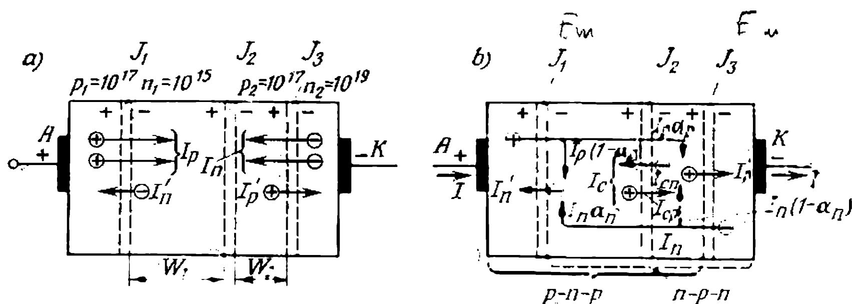


Fig. 6.21. Schémas de mouvement des porteurs de charges passant par les jonctions émettrices J_1 et J_3 d'un thyristor (*a*) et composantes du courant dans les couches du thyristor (*b*)

Lorsqu'on applique au thyristor une tension positive (sens direct), quand l'anode A (couche p_1) est positive et la cathode K (couche n_2) est négative, la tension d'alimentation est répartie entre les trois jonctions J_1, J_2 et J_3 avec des polarités indiquées sur la figure 6.21,*a*.

Avec l'alternance de couches et les polarités indiquées aux jonctions, la couche p_1 joue le rôle d'un premier émetteur qui injecte des trous dans la couche n_1 (la base) et la couche n_2 joue le rôle d'un deuxième émetteur qui injecte des électrons dans la deuxième base p_2. Le thyristor est traversé alors par deux flux de porteurs opposés : un flux de trous qui partent de l'émetteur p_1 par la base n_1 vers la base p_2 et un flux d'électrons partant de l'émetteur n_2 par la base p_2 vers la base n_1. Dans les bases, les électrons et les trous recombinent partiellement. Vu que le mouvement opposé des porteurs de signe contraire crée un courant du même sens (ce sens est celui des charges positives), le courant total passant par le thyristor est créé dans certaines portions (dans les couches émettrices) principalement par les électrons ou par les trous et dans d'autres portions

(dans les bases) il est la somme de la composante de trous et de la composante électronique. A une section quelconque du thyristor le courant total a la même valeur.

L'existence de deux flux opposés a permis de considérer le thyristor (afin d'en simplifier l'analyse) comme l'assemblage de deux transistors de types *p-n-p* et *n-p-n* (fig. 6.21,*b*).

Le transistor *p-n-p* comprend les couches p_1, n_1 et p_2 séparées par les jonctions J_1 et J_2 et le transistor *n-p-n* comprend les couches n_2, p_2 et n_1 séparées par les jonctions J_3 et J_2.

Avec une telle combinaison des transistors, la couche n_1 joue simultanément le rôle de base du premier transistor et le rôle de collecteur du second tandis que la couche p_2 joue le rôle de base du second transistor et celui de collecteur du premier.

Les jonctions J_1 et J_3 sont respectivement des jonctions émettrices des premier et second transistors. La jonction J_2 est une jonction commune (centrale) aux deux transistors.

Avec la polarité indiquée sur la figure 6.21,*a*, les jonctions émettrices sont conductrices. Pour cette raison, elles reçoivent de faibles parts de la tension appliquée au thyristor. La jonction collectrice J_2 qui est polarisée en sens inverse reçoit la part la plus importante de la tension d'alimentation.

Le flux de trous partant par la jonction conductrice J_1 vers la base n_1 forme la composante de trous du courant d'émetteur I_p. Un faible flux d'électrons partant de la base n_1 vers la couche émettrice p_1 constitue la composante électronique du courant d'émetteur I'_n.

De façon analogue, par la jonction conductrice J_3 arrive dans la base p_2 la composante électronique I_n du courant d'émetteur et dans la couche émettrice n_2 pénètre depuis la couche p_2 une petite composante de trous I'_p du courant.

Vu que la concentration des porteurs majoritaires dans les bases est de deux ordres de grandeur décimaux inférieure à celle des porteurs dans les émetteurs, les composantes de courant I'_n et I'_p peuvent être négligées par rapport à I_p et I_n. Vu la continuité du courant on peut écrire:

$$I_p = I_n = I. \tag{6.1}$$

Une partie du flux de trous qui est entré par la jonction émettrice J_1 dans la base n_1 (fig. 6.21,*b*) recombine avec les électrons en formant une composante de recombinaison du courant de trous $I_p (1 - \alpha_p)$ et la partie restante du flux de trous partant vers la couche p_2 forme une composante de transit du courant de trous $I_p\alpha_p$. De façon analogue, la partie du flux d'électrons qui recombinent dans la base p_2 forme une composante de recombinaison du courant électronique $I_n (1 - \alpha_n)$ et la partie restante du flux d'électrons passant dans la base n_1 forme la composante de transit du

courant électronique $I_n\alpha_n$. Les facteurs α_p et α_n représentent les coefficients de transfert du courant de trous et du courant électronique par les bases n_1 et p_2.

En plus des charges introduites dans chaque base du thyristor par les composantes de recombinaison et de transit des courants, au bilan total des charges dans les bases participent également les porteurs de charges minoritaires transportés par le champ dans la jonction collectrice d'une base vers l'autre. Ces charges forment des composantes du courant propre de la jonction collectrice I_{cp} et I_{cn} Lorsque la jonction collectrice est polarisée dans le sens de blocage, la composante électronique du courant propre de la jonction collectrice I_{cn} entre dans la base n_1 et la composante de trous de ce courant I_{cp} entre dans la base p_2. La somme de ces composantes constitue le courant propre total de la jonction collectrice:

$$I_c = I_{cp} + I_{cn}. \qquad (6.2)$$

La relation entre les composantes I_{cp} et I_{cn} du courant dépend de la concentration des porteurs minoritaires dans les bases n_1 et p_2.

Vu qu'aucune des bases d'un thyristor non commandé n'a pas de sortie extérieure (par laquelle les porteurs auraient pu affluer à la base de l'extérieur) et que la loi de neutralité des charges (qui veut que le nombre de charges de deux signes dans un volume quelconque du semi-conducteur soit le même en l'absence de champ électrique) doit toujours être observée, les charges de signes opposés dans chacune des bases et les courants formés par elles doivent être les mêmes.

L'équilibre des charges dans la base n_1 est créé (voir fig. 6.21,*b*) a) par les trous provenant de l'émetteur p_1 et constituant la composante de recombinaison $I_p(1-\alpha_p)$ du courant (la composante de transit du courant de trous $I_p\alpha_p$ ne change pas l'équilibre de charges car elle entre dans la base n_1 et la quitte), b) par les électrons apportés par la composante de transit du courant électronique $I_n\alpha_n$ et c) par les électrons entrants et les trous sortants qui constituent les composantes du courant propre de la jonction collectrice I_{cn} et I_{cp}.

En tenant compte de toutes les composantes du courant, l'équilibre des charges dans la base n_1 est déterminé par l'égalité suivante:

$$I_p(1-\alpha_p) - I_{cp} = I_n\alpha_n + I_{cn}. \qquad (6.3)$$

En se servant des formules (6.1) et (6.2), l'égalité (6.3) peut être écrite sous la forme suivante:

$$I[1-(\alpha_p+\alpha_n)] = I_c. \qquad (6.4)$$

On arrive à la même égalité si l'on considère l'équilibre des charges dans la base p_2.

L'apparition dans la formule (6.4) du courant propre total I_c de la jonction collectrice et non pas de ses composantes s'explique

par le fait que le départ des trous de la base n_1 avec la composante de courant I_{cp} est équivalent à l'entrée dans cette base d'un même nombre d'électrons.

Le courant propre I_c de la jonction collectrice joue un rôle très important dans le régime de fonctionnement du thyristor. Sa valeur numérique qui complète jusqu'au niveau requis le déficit des charges se règle d'une façon automatique grâce à la variation de la tension sur la jonction centrale J_2 en présence d'un moindre écart de l'équilibre des charges dans une base quelconque. Ainsi, lorsque pour l'équilibre des charges dans la base n_1 il y manque d'électrons le potentiel positif croît à sa limite avec la jonction collectrice. Sous l'action de la tension accrue sur la jonction centrale *p-n* le courant propre de la jonction collectrice augmente et cela continue jusqu'au rétablissement de l'équilibre des charges. Avec l'apparition d'un excédent d'électrons dans la base n_1, le potentiel positif diminue à la limite de la jonction J_2, ce qui fait diminuer le courant propre de la jonction collectrice.

Si la variation requise du courant propre I_c de la jonction collectrice due aux porteurs minoritaires des bases est insuffisante pour rétablir l'équilibre des charges, sous l'action du champ croissant dans la jonction collectrice le mouvement des porteurs se trouve accéléré de telle façon qu'ils ionisent les atomes dans le cristal en créant ainsi un régime de multiplication des porteurs de charges ce qui fait croître davantage le courant I_c.

Pour une multiplication des porteurs caractérisée par un coefficient M (voir § 2.3,*c*) l'égalité (6.4) prend la forme suivante:

$$I\,[1-(\alpha_p M_p+\alpha_n M_n)]=I_c, \tag{6.5}$$

où M_p et M_n sont les coefficients de multiplication des porteurs par les trous et par les électrons.

L'égalité (6.4) [ou l'égalité (6.5) en cas de multiplication des porteurs] établit la relation quantitative entre le courant propre I_c de la jonction collectrice et le courant total I du thyristor. Elle permet de trouver la relation entre la tension appliquée au thyristor et le courant qui le traverse. Cette relation représente sa caractéristique courant-tension.

Puisque les coefficients α_p et α_n qui entrent dans les égalités (6.4) et (6.5) sont des fonctions non linéaires du courant, il serait plus commode de trouver la relation cherchée pour la caractéristique courant-tension du thyristor par voie graphique.

La figure 6.22,*a-f* montre la construction de la caractéristique courant-tension d'un thyristor. On y a préalablement porté les courbes représentatives de α_p et α_n en fonction du courant I (relevées généralement par voie expérimentale).

Les valeurs plus élevées du coefficient α_n par rapport à celles de α_p s'expliquent par une épaisseur plus petite de la base p_2 en

comparaison avec la base n_1 (voir fig. 6.21,*a*). Pour cette raison on appelle la base n_1 la « grosse » base (ou base épaisse) et la base p_2 la base « fine ». Dans la grosse base le nombre de phénomènes de recombinaison est plus grand que dans la base fine, d'où la valeur plus faible de α_p.

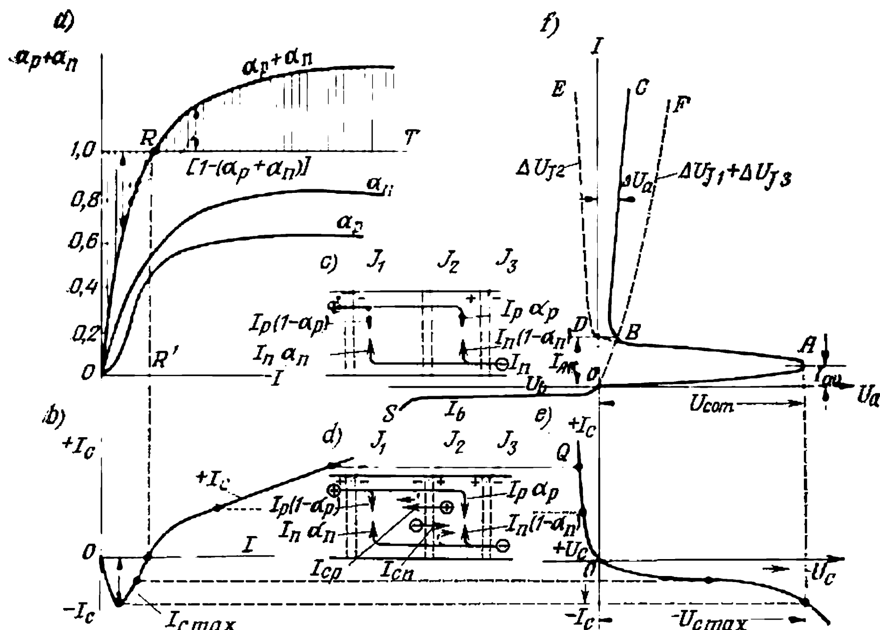


Fig. 6.22. Construction de la caractéristique courant-tension d'un thyristor: *a*—courbes des coefficients de transfert de courant α_n et α_p en fonction du courant de charge I_{ch}; *b*—courbe du courant propre de la jonction collectrice I_c en fonction du courant de charge I_{ch}; *c*—composantes du courant dans les couches du thyristor pour une tension nulle à la jonction collectrice; *d*—composantes du courant dans les couches du thyristor pour une tension positive à la jonction collectrice (régime de saturation); *e*—caractéristique courant-tension de la jonction collectrice; *f*—caractéristique courant-tension du thyristor

En additionnant les ordonnées des courbes de α_p et α_n et en retranchant la somme de l'unité (à laquelle sur la figure 6.22,*a* correspond la droite *RT*) on trouve les valeurs numériques de l'expression mise entre crochets de l'égalité (6.4). A ces valeurs correspondent les ordonnées des aires hachurées de la figure 6.22,*a*. En multipliant les ordonnées de ces aires par les valeurs correspondantes (sur l'axe des abscisses) du courant I on trouve d'après la formule (6.4) le courant propre I_c de la jonction collectrice en fonction de I (courbe de I_c sur la figure 6.22,*b*). Les valeurs négatives de I_c correspondent à l'entrée, dans la base n_1, de la composante électronique I_{cn} du

courant propre de la jonction collectrice et, dans la base p_2, de la composante de trous de ce courant (voir fig. 6.21,*b*).

La valeur du courant I_c diminue jusqu'à zéro lorsque $\alpha_p + \alpha_n = 1$ (voir fig. 6.22,*a*). A cette valeur du courant correspond l'égalité des composantes de transit et de recombinaison du courant dans les bases (fig. 6.22,*c*).

En portant graphiquement les valeurs négatives du courant I_c sur la branche inverse de la caractéristique courant-tension $[-I_c = f(-U_c)]$ de la jonction collectrice J_2, tracée au-dessous de l'axe des abscisses sur la figure 6.22,*e*, on trouve les valeurs de $-U_c$ qui correspondent au courant variable $-I_c$.

Au fur et à mesure que la valeur absolue du courant I_c croît, le point de fonctionnement se déplace vers la droite sur la branche négative de la caractéristique courant-tension de la jonction centrale et pendant la décroissance jusqu'à zéro, il se déplace vers la gauche suivant la branche négative de cette caractéristique. Au maximum négatif de I_c correspond la tension maximale sur la jonction collectrice $-U_{c\ max}$.

Après le passage du courant I_c par la valeur zéro, lorsque $\alpha_p + \alpha_n > 1$, la polarité de la tension U_c sur la jonction collectrice s'inverse. Le signe « + » apparaît à la limite séparant la jonction centrale de la couche p_2 et le signe « — » à la limite avec la couche n_1. Cela correspond à la polarité (polarisation) positive de la jonction centrale et à sa polarité inverse par rapport à la tension extérieure appliquée entre l'anode et la cathode du thyristor.

Au changement de polarité correspond une polarisation dans le sens direct de la jonction collectrice et un accroissement rapide des composantes propres du courant de collecteur qui changent également de sens.

A l'état conducteur de la jonction collectrice correspond la branche $+I_c$ sur la figure 6.22,*b* et une partie droite *OQ* de la caractéristique courant-tension sur la figure 6.22,*e*.

Lors de l'augmentation ultérieure de α_p le nombre de trous apportés dans la base n_1 par la composante de recombinaison $I_p(1 - \alpha_p)$ devient inférieur à la composante de transit $I_n\alpha_n$ entrant dans cette base.

Le diagramme de la figure 6.22,*d* montre les sens des composantes des courants et leur importance approximative après le déblocage de la jonction collectrice. La forte composante de trous du courant propre I_{cp} de la jonction collectrice entre, comme le montrent les flèches sur cette figure, dans la base n_1 et la composante électronique I_{cn} de valeur plus petite entre dans la couche p_2. Ceci correspond à la concentration des porteurs majoritaires dans les couches p_2 et n_1.

On peut représenter le passage des composantes du courant propre de la jonction collectrice comme le retour des composantes de tran-

sit de mêmes valeurs à la jonction centrale (flèches en pointillé de la figure 6.22,*d*).

Un retour complémentaire d'une partie de porteurs dans les bases des thyristors est, comme dans les transistors, le symptôme de leur saturation.

Les branches directe et inverse de la caractéristique courant-tension de la jonction centrale J_2 tracées sur la figure 6.22,*e* et établissant la relation entre le *courant propre* I_c *de la jonction collectrice* et la tension U_c sur cette jonction pour les tensions directe et inverse permettent de construire la caractéristique courant-tension complète du thyristor ce qui a été fait sur la figure 6.22,*f*.

D'après la portion négative de la courbe représentée à la figure 6.22,*e* on a construit sur la figure 6.22,*f* la partie saillante *OABD* de la caractéristique courant-tension du thyristor comprenant des tronçons de préamorçage (branche *OA*) et d'amorçage incomplet (branche *AB*) et d'après la portion positive de la courbe de la figure 6.22,*e* on a tracé la branche *DE* qui détermine la tension aux bornes du thyristor sans tenir compte des chutes de tension directe dans les jonctions émettrices *p-n* (jonctions J_1 et J_3). A la somme des chutes de tension dans les jonctions émettrices correspond la courbe *OBF* de la figure 6.22,*f*. Vu que la chute de tension dans la jonction centrale J_2 a une polarité opposée à celle de la chute de tension dans les jonctions J_1 et J_3, on peut, en retranchant des abscisses de la courbe *OBF* les abscisses de la courbe *DE*, trouver la courbe *BC* qui détermine la chute de tension résultante dans un thyristor complètement débloqué.

Dans la caractéristique courant-tension d'un thyristor on distingue: 1) la portion de préamorçage *OA* limitée à droite par la tension de commutation U_{com}; 2) la portion *AB* à résistance négative qui correspond au régime d'amorçage incomplet; 3) la portion d'amorçage complet ou la portion utile de fonctionnement *BC*, avec une faible continuation au-dessous du point *B* lors de la diminution progressive du courant direct jusqu'à $I_{a\,min}$ (voir fig. 6.20,*b*).

En plus des branches qui se rapportent au sens passant, on a porté également sur la figure 6.22,*f* la branche *OS* du courant inverse qui se rapporte au sens bloquant du thyristor. En principe, elle ne diffère pas de la branche inverse de la caractéristique courant-tension d'une diode semi-conductrice (voir fig. 1.17,*b*).

Les grandeurs caractéristiques adoptées comme paramètres du thyristor sont:

1) la tension de commutation U_{com} et le courant d'amorçage I_{a0} qui lui correspond. Plus élevée est U_{com}, plus grande est la tension que le thyristor non commandé supporte avant son amorçage;

2) la valeur minimale du courant $I_{a\,min}$ sur la partie utile de la caractéristique (voir fig. 6.20,*b*). Cette valeur du courant est obtenue lorsque la tension d'alimentation diminue ou la résistance

de charge croît. Pour des valeurs plus petites du courant, le thyristor se bloque et, pour cette raison, ce courant est appelé aussi courant de maintien

$$I_{main} = I_{a\,min}. \tag{6.6}$$

Le courant de maintien I_{main} est à peu près égal au courant d'amorçage I_{a0};

3) la chute de tension ΔU_a dans le thyristor lorsqu'il est complètement conducteur.

Etant donné que la polarité de la tension à la jonction J_2, dans un thyristor débloqué, est inverse des polarités des tensions aux jonctions J_1 et J_2 (fig. 6.22,*d*), la chute de tension totale dans le thyristor (sans tenir compte des chutes de tension dans les bases et les couches émettrices) a pour expression:

$$\Delta U_a = \Delta U_{J_1} + \Delta U_{J_3} - \Delta U_{J_2}. \tag{6.7}$$

Si les valeurs numériques de ΔU_{J_1} et de ΔU_{J_3} restaient en régime de saturation les mêmes qu'avant le changement de polarité de la jonction centrale J_2, la chute de tension résultante dans le thyristor aurait été à peu près la même que dans une diode à une seule jonction *p-n*. Mais puisqu'avec le déblocage de la jonction centrale J_2 les bases n_1 et p_2 passent au régime de saturation qui provoque l'accroissement des concentrations limites des charges aux jonctions émettrices, les valeurs des tensions aux jonctions J_1 et J_3 augmentent un peu.

Il en résulte que la chute interne de tension dans un thyristor conducteur est 1,25 à 1,35 fois plus grande que dans une diode lorsque les courants qui les parcourent sont les mêmes.

On adopte comme valeur nominale du courant direct $I_{a\,nom}$ d'un thyristor la valeur qui est limitée par les pertes admissibles de la puissance électrique transformée en chaleur. Le thyristor doit dissiper cette chaleur sans échauffement excessif.

Lorsque des pertes de puissance notables apparaissent pour des tensions négatives aux bornes du thyristor, elles doivent être aussi prises en considération dans le bilan thermique.

c) Influence de la température sur la caractéristique courant-tension. Limitation de cette influence par shuntage de la jonction émettrice

L'influence de la température se fait sentir sur toutes les portions de la caractéristique courant-tension mais elle est particulièrement accusée sur les portions de préamorçage et d'amorçage incomplet (partie saillante de la caractéristique). Elle influe également sur la tension de commutation U_{com}.

Cette influence de la température est conditionnée: 1) par la variation des coefficients de transfert du courant α_p et α_n avec la

température et 2) par la variation de l'allure de la branche inverse de la caractéristique courant-tension de la jonction centrale avec la température.

Le premier facteur est lié au déplacement de la courbe représentative de la somme $\alpha_p + \alpha_n$ lors du passage de la température T_1 à une température T_2 plus élevée (fig. 6.23,*a*). A cela correspond la variation de la courbe du courant propre de la jonction collectrice

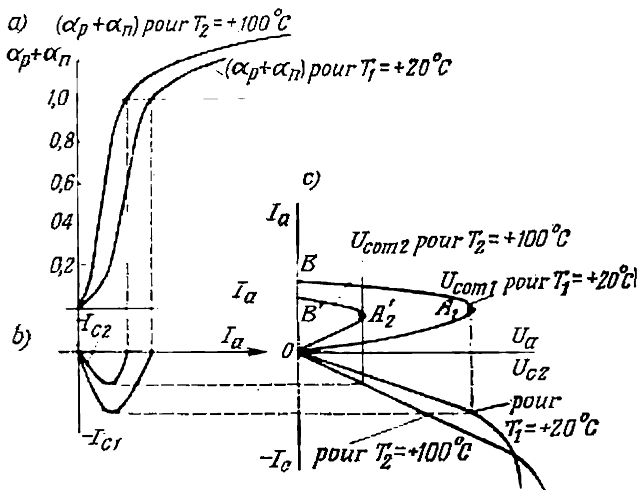


Fig. 6.23. Diagrammes montrant l'influence de la température sur l'allure de la courbe de $\alpha_p + \alpha_n$ (*a*), sur le courant propre de la jonction collectrice (*b*), sur la branche inverse de la jonction collectrice et les branches de préamorçage et d'amorçage incomplet d'un thyristor (*c*)

(fig. 6.23,*b*). L'élévation de la température fait décroître non seulement le courant $I_{c\,max}$ mais aussi la valeur du courant total I pour laquelle le courant I_c atteint le maximum et puis tombe à zéro.

L'influence de la température sur la branche inverse de la caractéristique courant-tension est illustrée par les courbes de la figure 6.23,*c* pour les mêmes deux températures. L'élévation de la température est accompagnée non seulement de l'accroissement de la pente de la portion initiale de la branche inverse de la caractéristique courant-tension mais aussi par le déplacement de la portion d'incurvation de la caractéristique qui correspond au commencement du percement. Lors d'un claquage thermique la portion à pente rapide de la caractéristique (l'incurvation) commence pour des valeurs plus faibles de la tension inverse et lors d'un claquage électrique elle débute pour des valeurs plus grandes de cette tension.

L'influence de la température fait que l'amplitude de la portion saillante de la branche directe de la caractéristique courant-tension

diminue généralement avec la température, ce qui correspond à la diminution de la tension de commutation U_{com}. Lors d'un claquage électrique l'élévation de la tension avec la température est aussi possible.

L'influence de la température peut être réduite considérablement lorsqu'on shunte l'une des jonctions émettrices par une résistance suffisamment grande $R_{é.sh}$ (fig. 6.24,*a*) comme le montrent, pour la jonction J_1, les courbes de la figure 6.24,*d* et *e*.

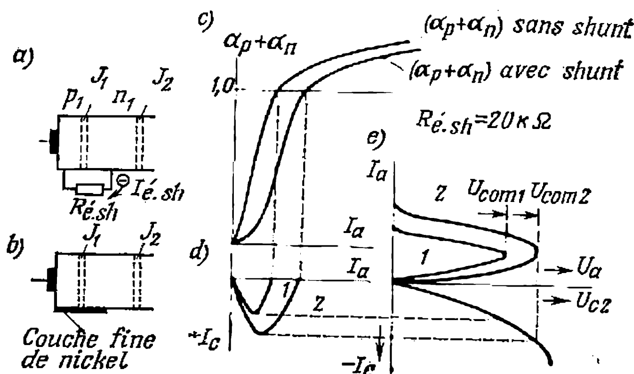


Fig. 6.24. Influence du shuntage de la jonction émettrice:
a—schéma d'un thyristor avec un shunt extérieur; *b*—schéma d'un thyristor avec une couche de nickel de shuntage; *c*—diagrammes illustrant l'influence du shuntage sur l'allure de la courbe de $\alpha_n + \alpha_p$; *d*—sur la courbe du courant propre de la jonction collectrice; *e*—sur la branche inverse de la jonction collectrice et sur les branches de préamorçage et d'amorçage incomplet d'un thyristor

La réduction de l'influence de la température est due au fait qu'avec le shuntage de la jonction la composante électronique du courant d'émetteur augmente grâce à sa fraction qui passe directement par le shunt. Cela fait diminuer le coefficient d'injection et provoque ainsi la diminution du coefficient de transfert du courant α_p et de la somme $\alpha_p + \alpha_n$ en fonction du courant total I.

Le shuntage de la jonction est réalisé pratiquement par le recouvrement de la surface découverte de la jonction *p-n* par une fine couche de nickel (fig. 6.24,*b*). Pour de faibles valeurs de la tension U_e et du courant I la plus grande partie de ce dernier passe progressivement par la couche de nickel. Lorsque le courant et la chute de tension dans la couche de nickel augmentent jusqu'à quelques dixièmes de volt, la jonction *p-n* entre en jeu de façon plus efficace et la plus grande partie du courant passe par cette jonction.

La comparaison des courbes représentant la variation de la somme $\alpha_p + \alpha_n$ en l'absence et en présence d'un shunt (fig. 6.24,*c*) et des courbes de I_c (courbes *1* et *2*) qui leur correspondent de la figure 6.24,*d* montre que le shuntage de l'émetteur provoque un

accroissement de $I_{c\ max}$ et l'élargissement de la courbe de I_c à sa base. Une telle variation de l'allure de la courbe de I_c est liée, comme on le voit d'après les courbes de la figure 6.24,*e*, à un accroissement notable de la tension d'amorçage. Cela compense dans une grande partie la diminution de U_{com} provoquée par l'élévation de la température.

§ 6.7. Amorçage et désamorçage d'un thyristor non commandé par l'anode

Dans les dispositifs à relais et dans les dispositifs de commutation de faible puissance, le circuit anodique du thyristor est souvent alimenté depuis une source de tension continue. Avec un tel mode d'alimentation, la variation du courant anodique lors de l'amorçage du thyristor (le front avant de l'impulsion de courant), ainsi que la descente de la courbe du courant lors du désamorçage du thyristor présentent un intérêt pratique. La loi de disparition des charges résiduelles dans les bases du thyristor après la cessation du courant direct a aussi une grande importance. La vitesse de disparition des charges résiduelles détermine le temps minimal nécessaire pour rétablir l'état bloqué du thyristor après la cessation du courant direct (temps de rétablissement ou de recouvrement t_θ). A son tour le temps de rétablissement t_θ détermine la gamme de fréquences d'utilisation de l'appareil.

Examinons d'abord les processus transitoires ayant lieu lors de l'amorçage d'un thyristor, ensuite les processus se déroulant lors de son désamorçage après la suppression de la tension anodique.

a) Processus transitoires lors de l'amorçage d'un thyristor

Lorsqu'en cas d'alimentation du thyristor par une tension continue on examine seulement la phase d'accroissement du courant, la marche du processus reste la même qu'avec une source de tension impulsionnelle.

Le schéma d'un thyristor connecté à une telle source est indiqué sur la figure 6.25,*a*. Dans la structure schématique du thyristor on a construit les courbes *1* à *5* et *1'* à *5'* qui montrent la répartition des concentrations de charges dans les bases à différents instants durant la période d'amorçage.

La variation dans le temps du courant et de la tension durant la période transitoire considérée est représentée par les oscillogrammes de la figure 6.25,*b*.

Lorsqu'on applique une impulsion à front raide de tension U_{com}, l'allure de la courbe du courant est fortement influencée par la capacité C_c de la jonction centrale (collectrice) J_2 (qui est conventionnellement représentée sur la figure 6.25,*a* sous forme d'un condensateur C_c).

Les capacités des jonctions émettrices, bien qu'elles soient grandes, influent moins sur le processus transitoire, les tensions qui y agissent étant très petites.

Le courant de charge du condensateur C_c pour une impulsion rigoureusement rectangulaire de la tension devrait varier, comme dans n'importe quel autre circuit RC alimenté sous tension continue, d'après une courbe exponentielle tombante indiquée sur la figure 6.25,*b* en pointillé. Mais comme le front d'une impulsion de

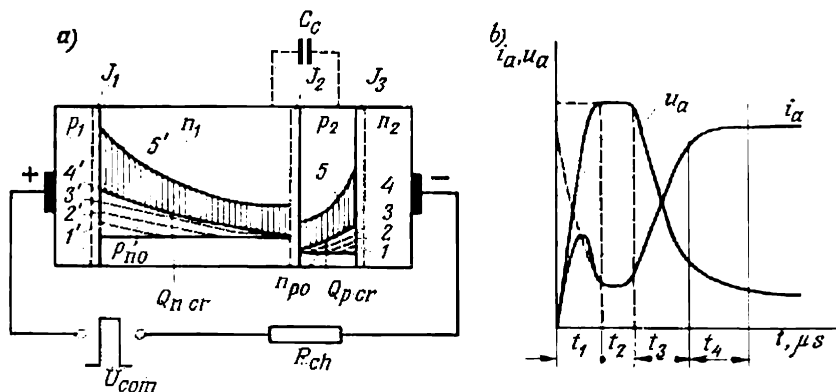


Fig. 6.25. Diagrammes représentant en fonction du temps la répartition des charges dans les bases du thyristor durant la période d'amorçage (*a*) et courbes de variation du courant et de la tension durant a période d'amorçage du thyristor par l'anode (*b*)

tension réelle n'est pas rigoureusement vertical, la courbe du courant de charge présente au début, avant de devenir exponentielle, une montée (intervalle t_1).

En plus du courant de charge, au fur et à mesure de l'accroissement de la tension par la jonction centrale J_2 passe, comme en régime statique, le courant propre I_c de la jonction collectrice. Tout comme la composante du courant de charge, la composante électronique I_{cn} de ce courant introduit dans la base n_1 des électrons excédentaires (par rapport aux électrons d'équilibre). Simultanément, dans la même base arrivent les trous injectés par l'émetteur p_1 dans la même quantité (loi de neutralité des charges).

La composante de trous I_{cp} du courant propre de la jonction collectrice apporte dans la base p_2 avec le courant de charge des trous excédentaires. En même temps, dans cette base arrivent, en même quantité, les électrons injectés par l'émetteur n_2. Les électrons et les trous qui arrivent dans les bases recombinent partiellement tandis que leur part restante augmente la concentration des porteurs excédentaires dans les bases. Dans les courbes de répartition des charges *1* et *1'* et ensuite *2* et *2'* (voir fig. 6.25,*a*) qui se rapportent

à deux instants consécutifs apparaissent des gradients de concentration qui conditionnent le mouvement par diffusion des porteurs minoritaires dans la direction de la jonction centrale J_2. Avant que les charges atteignent les limites de la jonction J_2, les composantes de transit du courant dans le thyristor et, par conséquent, les coefficients de transfert du courant α_p et α_n sont très petits.

Après la formation de la jonction centrale *p-n* J_2 (charge complète du condensateur C_c, intervalle t_1) la composante de charge du courant tombe jusqu'à zéro mais le courant propre I_c de la jonction collectrice J_2 continue à circuler (intervalle t_2) en augmentant le nombre de porteurs dans les bases. L'accroissement de la valeur de la charge excédentaire dans les bases fait apparaître une certaine valeur limite de celle-ci appelée *valeur critique* Q_{cr}. Cette valeur se caractérise par le fait que dans les bases du thyristor tout près des limites de la jonction centrale apparaît un gradient de concentration notable (courbes *3* et *3'* sur la figure 6.25,*a*) qui détermine les valeurs initiales des composantes de transit du courant. La composante venant d'une base enrichit en porteurs majoritaires la base contiguë, ce qui rend cette base accessible aux porteurs minoritaires injectés par l'émetteur correspondant. Grâce à l'enrichissement réciproque en porteurs, les composantes de transit du courant et le courant total augmentent rapidement (intervalle t_3 sur la figure 6.25,*b*). Le processus d'accroissement du courant pendant l'intervalle t_3 est analogue à celui des amplificateurs à réaction et, pour cette raison, on l'appelle parfois par analogie intervalle *de régénération.* Dans les bases à cet intervalle correspond le passage depuis les courbes de répartition des charges *3* et *3'* aux courbes *4* et *4'*. Sur le diagramme de charge (voir fig. 6.20,*b*) à ce régime correspond le déplacement du point de fonctionnement suivant le lieu géométrique voisin de la droite de charge *MN*.

Le commencement du processus de régénération pendant la période transitoire est déterminé par l'égalité:

$$\alpha_p + \alpha_n = 1. \tag{6.8}$$

Le temps complet avant le commencement de l'étape de régénération du processus $(t_1 + t_2)$ est appelé *temps de retard* t_r.

Après la fin de l'étape de régénération et l'augmentation du courant jusqu'à sa valeur finale (dans les calculs on convient de prendre 0,9 de cette valeur), les bases du thyristor continuent à recevoir des charges et le passage depuis les courbes de répartition *4* et *4'* aux courbes *5* et *5'* a lieu.

Durant cet intervalle (t_4 de la figure 6.25,*b*), appelé *intervalle d'achèvement*, les bases du thyristor passent à l'état de saturation.

Durant l'intervalle de retard t_r, presque toute la tension appliquée au thyristor (moins la chute de tension due au courant de charge dans la résistance de charge) y est conservée.

La diminution de la tension aux bornes du thyristor commence durant l'intervalle d'accroissement rapide du courant (étape de régénération du processus) et s'achève à la dernière étape du processus transitoire en présentant un retard considérable par rapport à l'instant de l'établissement de la valeur totale du courant anodique. A l'intervalle d'achèvement, la diminution de la tension ΔU_a jusqu'à la valeur permanente est due à la diminution de la chute de tension dans la jonction J_2 à cause de la variation des concentrations limites de charges dans cette jonction au cours de la saturation des bases par les charges et, dans une certaine mesure, à cause de la diminution de la résistance des bases qui en résulte.

Les durées absolue et relative des différents intervalles d'accroissement du courant dépendent des dimensions géométriques et des propriétés électriques des couches de base ainsi que de la tension appliquée au thyristor et de la valeur du courant de charge.

Dans les thyristors non commandés, le temps de retard $t_r = t_1 + t_2$ peut être calculé d'après l'égalité approchée:

$$\frac{1}{t_1 + t_2} = \frac{U_{ch}}{R_{ch} Q_{cr}} - \frac{1}{2R_{ch} C_c}. \qquad (6.9)$$

La valeur de la charge critique Q_{cr} qui fait partie de cette égalité est connue comme paramètre du thyristor donné ou est déterminée expérimentalement. La durée de l'intervalle d'accroissement rapide du courant $t_3 = t_{b.sat}$, en admettant que durant cet intervalle le courant varie de $0,1 I_{a\,perm}$ jusqu'à $0,9 I_{a\,perm}$, peut être trouvée approximativement d'après la courbe exponentielle croissante ce qui amène à l'égalité approximative:

$$t_{b.sat} = \tau_b \ln \frac{0,9 I_{a\,perm}}{0,1 I_{a\,perm}}, \qquad (6.10)$$

où τ_b est la constante de temps équivalente qui dépend de la tension appliquée au thyristor. Elle est aussi connue comme un paramètre du thyristor donné ou on la trouve par voie expérimentale.

L'intervalle d'achèvement qui dépend du courant $I_{a\,perm}$ peut être calculé approximativement d'après le temps nécessaire pour l'accroissement de la charge dans une base épaisse de Q_{cr} jusqu'à sa valeur finale en régime de saturation. Ce temps est égal environ à 3 ou 4 constantes de temps de la vie des charges dans la base $\tau_{b.sat}$ en régime de saturation.

Les oscillogrammes de la tension (fig. 6.26,*a*) et du courant (fig. 6.26,*b*) relevés pour un thyristor non commandé de basse tension (type Д-227) pour différentes valeurs de la tension d'alimentation (indiquées dans les légendes des figures) confirment non seulement la régularité des intervalles du processus transitoire mais aussi la durée de ces intervalles. Les désignations numériques des

courbes des courants correspondent à la numération des courbes des tensions. L'échelle de temps pour les courants et les tensions est indiquée sur les axes de coordonnées.

Comme le montrent les oscillogrammes, l'accroissement de la tension anodique de $U_a = 12$ V (oscillogramme *1*) à $U_a = 25$ V (oscillogramme *7*) fait croître le courant de charge et, pour cette

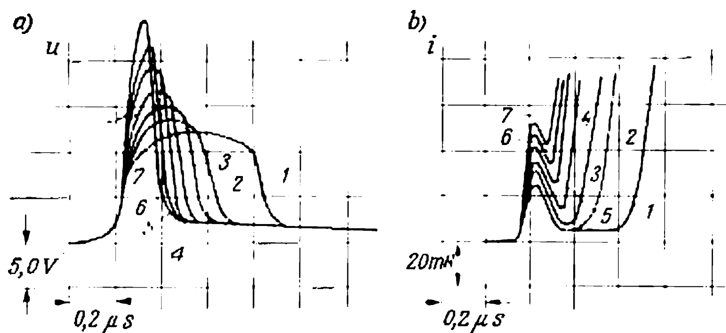


Fig. 6.26. Oscillogrammes de la tension (*a*) et du courant (*b*) dans un thyristor de faible puissance durant la période de son amorçage (*1* — $U_a = 12$ V; *2* — $U_a = 14$ V; *3* — $U_a = 15$ V; *4* — $U_a = 17$ V; *5* — $U_a = 19$ V; *6* — $U_a = 22$ V; *7* — $U_a = 25$ V)

raison, la durée d'existence du courant propre de la jonction collectrice (intervalle t_2), avant le début de l'étape de régénération du processus, diminue en passant de 0,5 μs (oscillogramme *1*) à 0,05 μs (oscillogramme *7*).

b) *Processus transitoires lors du désamorçage d'un thyristor*

Le nombre de porteurs de charges excédentaires qui s'accumulent dans les bases du thyristor lors du passage du courant direct est proportionnel au courant et aux aires limitées par les courbes supérieures de la figure 6.25,*a* et les droites p_{n0} et n_{p0} parallèles à l'axe des abscisses qui déterminent les concentrations d'équilibre des porteurs dans les bases n_1 et p_2.

Tant que les charges résiduelles existent dans un nombre supérieur à une certaine valeur minimale limite, le thyristor est de nouveau débloqué pour des tensions anodiques les plus faibles légèrement dépassant la valeur ΔU_a. Cela provoque un réamorçage prématuré et la perturbation du régime de commutation du courant dans le système.

Pour cette raison, pour le régime de fonctionnement normal du thyristor il faut que la concentration des charges résiduelles dans les bases diminue jusqu'à une valeur minimale limite avant l'appa-

rition à ses électrodes d'une tension positive. Le temps minimal nécessaire pour rétablir l'état bloqué du thyristor est appelé *temps de rétablissement* ou *de recouvrement*. Ce temps est considérablement réduit si après le passage du courant direct une partie de charges excédentaires accumulées dans les bases du thyristor passe par le circuit extérieur. Ceci a lieu lorsque la tension anodique positive U_a aux bornes de l'appareil est remplacée par une tension négative U_b et le circuit comprenant le thyristor est fermé sur une résistance de charge R_{ch} (fig. 6.27,*a*).

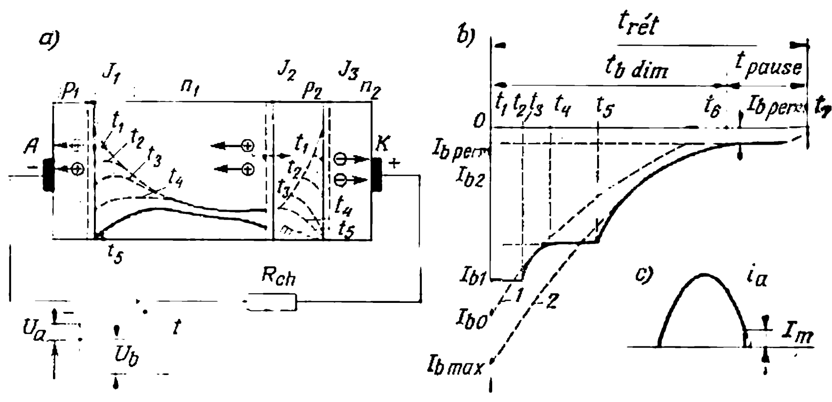


Fig. 6.27. Diagrammes de répartition des charges dans les bases d'un thyristor (*a*) et courbe du courant inverse durant la période de désamorçage d'un thyristor par l'anode (*b*)

Dans le circuit apparaît alors un courant inverse. Les charges excédentaires disparaissent des bases du thyristor par deux voies: une partie des charges recombine directement dans les bases et l'autre est emportée par le courant inverse.

La variation dans le temps du courant inverse qui accélère le rétablissement de l'état bloqué du thyristor dépend de la valeur de la tension inverse U_b appliquée au thyristor et de sa variation dans le temps, de la valeur de la résistance de charge R_{ch} ainsi que de l'intensité du phénomène de recombinaison des charges dans les bases du thyristor.

La diminution des charges excédentaires dans les bases du thyristor lors de l'existence du courant inverse dû à la présence à l'anode d'une tension négative de valeur constante (ce qui est le cas de la plupart des montages à relais et des montages de commutation) est illustrée par les courbes de répartition des concentrations des charges dans le temps. Ces courbes sont tracées dans la structure schématique du thyristor (fig. 6.27,*a*). Les courbes de la figure 6.27,*b* indiquent la variation dans le temps du courant inverse.

Dans la base n_1 (voir fig. 6.27,*a*) le courant inverse est créé par les trous passant par la jonction J_1 vers l'anode négative et par les électrons partant de la couche n_1 vers la couche p_2 et ensuite vers la cathode. Dans la base p_2 ce courant est créé par les électrons partant par la jonction J_3 vers la cathode positive et par les trous partant par la jonction J_2 vers la couche n_1.

Grâce au passage des trous de la base p_2 à la base n_1, leur concentration dans la base épaisse et, par conséquent, la concentration des électrons (loi de neutralité des charges) diminuent, mais cette diminution est plus lente que dans la base fine.

Les gradients de concentration des charges diminuant dans les couches limites des bases adjacentes aux jonctions émettrices sont déterminés par la valeur du courant inverse I_b jusqu'à ce que la concentration limite des charges diminue jusqu'à zéro.

Durant les premières étapes d'existence du courant inverse (intervalle de temps compris entre $t = 0$ et $t = t_3$ de la figure 6.27,*b* et dans la base fine de la figure 6.27,*a*), il garde sa valeur invariable :

$$I_{b0} = \frac{U_b}{R_{\text{ch}}}. \tag{6.11}$$

Il lui correspond une valeur constante du gradient de concentration des charges près des jonctions émettrices J_1 et J_3 (fig. 6.27,*a*).

A l'instant t_3, la concentration limite des charges dans la base fine, près de la jonction J_3, s'approche de zéro. Lorsque les charges excédentaires continuent à diminuer, le courant inverse cesse d'être déterminé par l'expression (6.11) car le gradient de concentration à la jonction J_3 après la diminution de la concentration absolue jusqu'à zéro commence à être déterminé par la variation de la concentration des charges dans les couches profondes de la base.

Puisque la diminution des valeurs absolues de la concentration des charges est déterminée par le phénomène de recombinaison obéissant à une loi exponentielle, la diminution du courant inverse durant l'étape t_3-t_4 est également déterminée par l'expression exponentielle :

$$I_{b1} = I_b e^{-\frac{t}{\tau_n}}, \tag{6.12}$$

où τ_n est la durée de vie des porteurs minoritaires (des électrons) dans la base p_2.

Simultanément avec le courant, diminue suivant une courbe exponentielle la chute de tension dans la résistance R_{ch}, ce qui fait augmenter la tension négative agissant sur la jonction J_3. Cette tension continue à augmenter en valeur absolue jusqu'au moment où dans la jonction J_3 prend naissance le processus de multiplication en avalanche des porteurs qui conduit à un claquage réversible de cette jonction (qui disparaît après la diminution de la tension).

Un tel claquage est caractérisé par une chute de tension presque constante U_{J_3} à la jonction, quelle que soit la valeur du courant qui la traverse.

Pour cette raison, après le claquage de la jonction J_3, le courant inverse est déterminé par l'égalité :

$$I_{b1}=\frac{U_b-U_{J_3\,\mathrm{cl}}}{R_{\mathrm{ch}}}. \qquad (6.13)$$

Le courant inverse garde cette valeur durant l'intervalle entre t_4 et t_5 tant que dans la base épaisse la concentration limite des charges près de la jonction J_1 ne tombe à zéro (fig. 6.27,*a*).

Durant l'intervalle suivant t_5-t_6 le courant inverse I_b, conformément à la variation du gradient de concentration à la jonction J_1, dépend de la diminution de la concentration des charges dans les couches profondes de la base épaisse. A cela correspond une expression exponentielle à constante de temps égale à la durée de vie des trous τ_p dans la couche n_1 :

$$I_{b1}=I_b e^{-\frac{t}{\tau_p}}. \qquad (6.14)$$

Vers l'instant t_6, le déplacement des porteurs de charges excédentaires vers les limites des jonctions cesse et dans le thyristor s'établit un courant inverse permanent I_b conditionné par le mouvement de diffusion des porteurs minoritaires en régime d'équilibre thermodynamique.

On peut trouver la durée totale de la diminution du courant inverse $t_{b\,\mathrm{dim}}$ de l'égalité

$$t_{b\,\mathrm{dim}}=\tau_p \ln\frac{I_{b\,\mathrm{max}}}{I_{b\,\mathrm{perm}}}. \qquad (6.15)$$

La durée de la diminution du courant inverse dans le circuit extérieur n'assure pas encore le rétablissement total de l'état bloqué du thyristor car dans les couches profondes des bases (surtout dans la base épaisse) restent des électrons et des trous excédentaires qui continuent à recombiner. Au moment où la tension directe est de nouveau appliquée au thyristor, ces charges peuvent contribuer à son déblocage prématuré.

Après la diminution du courant inverse jusqu'à la valeur permanente $I_{b\,\mathrm{perm}}$, une certaine pause t_{pause} est encore nécessaire pour que les charges excédentaires disparaissent des couches profondes de la base épaisse.

Le temps total de rétablissement $t_{\mathrm{rét}}$ calculé depuis l'instant où la tension directe au thyristor tombe à zéro jusqu'à l'instant où le thyristor acquiert ses propriétés de blocage est

$$t_{\mathrm{rét}}=t_{b\,\mathrm{dim}}+t_{\mathrm{pause}}. \qquad (6.16)$$

La durée de la pause dépend des dimensions géométriques des couches du thyristor, de la durée de vie des porteurs de charges ainsi que de la vitesse de diminution de la tension inverse et de la pente de l'accroissement de la tension directe qui est appliquée au thyristor.

Le temps de rétablissement $t_{rét}$ est l'un des principaux paramètres du thyristor parce qu'il détermine ses fréquences d'utilisation.

§ 6.8. Thyristors commandés

D'après leur construction les thyristors commandés diffèrent des thyristors non commandés par l'existence d'une sortie extérieure depuis la base fine p_2 adjacente à la cathode (fig. 6.28,*a*) et d'une

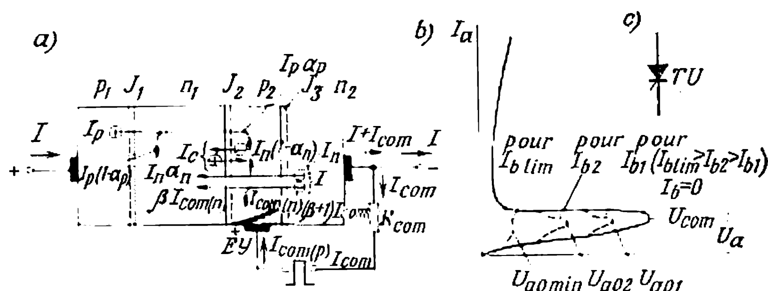


Fig. 6.28. Diagramme des composantes de courants (*a*) et caractéristique courant-tension (*b*) lors de l'amorçage d'un thyristor à l'aide du courant de commande ; symbole graphique (*c*)

sortie commune pour le circuit cathodique et le circuit de commande. Aux sorties extérieures des couches de commande p_2 et n_2 est connectée une source de tension continue ou de courant (système de commande statique) ou, plus fréquemment, une source d'impulsions de tension ou de courant (commande par impulsions).

Dans les thyristors commandés uniopérationnels on réalise, comme il a été dit, seulement l'opération d'amorçage (déblocage du thyristor) et dans les thyristors biopérationnels il est possible aussi de réaliser la coupure du courant (blocage du thyristor).

Les thyristors uniopérationnels sont fabriqués actuellement pour une large gamme de courants (de quelques dizaines de milliampères jusqu'à quelques centaines d'ampères) et de tensions (de quelques dizaines de volts jusqu'à un millier de volts et même plus), tandis que les thyristors biopérationnels sont fabriqués pour des courants qui ne dépassent pas 5 à 10 ampères.

La possibilité de couper le courant des thyristors biopérationnels à l'aide d'un circuit de commande a permis de créer de nouveaux systèmes à relais et des systèmes de commutation.

Vu qu'en régime permanent, lorsque le thyristor commandé est parcouru par un courant direct, les processus qui y ont lieu sont les mêmes que dans les thyristors non commandés, nous allons examiner seulement les processus transitoires liés à l'amorçage et au désamorçage des thyristors commandés.

a) Amorçage des thyristors par le courant de commande

Le symbole graphique d'un thyristor uniopérationnel est indiqué sur la figure 6.28,*c*. La polarité de la tension aux électrodes de commande lors de l'amorçage est indiquée sur la figure 6.28,*a* par des signes « + » et « — ». En entrant dans la base p_2 le courant de commande $I_{com(+)}$ y introduit des trous (en réalité c'est le départ des électrons de la base vers le circuit de commande) et le courant de commande $I_{com(+)}$ qui part de la cathode introduit dans la couche n_2 le même nombre d'électrons.

Les électrons qui entrent dans la couche p_2, en neutralisant la charge d'espace des trous introduits par le courant de commande $I_{com(+)}$, y créent simultanément un gradient de concen tration qui maintient un courant de transit d'électrons injectés par l'émetteur n_2. La composante de transit du courant électronique $\beta I_{com(n)}$ (tout comme dans un transistor à émetteur commun) est β fois supérieure au courant de commande égal à la composante de recombinaison du courant électronique $I_{com(n)} = I_{com(p)}$.

Avec l'apparition de la composante de transit du courant électronique dans la base n_1 la composante de trous du courant injecté à travers la jonction J_1 par l'émetteur p_2 augmente. Pour cette raison, afin d'accumuler dans les bases une charge critique Q_{cr} on n'a plus besoin d'une telle valeur du courant propre de la jonction collectrice que dans les thyristors non commandés. Il en résulte que la tension à la jonction centrale pour laquelle le thyristor commandé devient conducteur est inférieure à celle d'un thyristor non commandé. D'après le bilan des charges dans une base quelconque d'un thyristor commandé on peut aussi trouver dans quelle mesure le courant de commande $I_{com(+)}$ fait diminuer quantitativement la tension d'amorçage (de commutation ou de retournement) du thyristor. Ainsi, au bilan des charges dans la base n_1 dans un thyristor commandé correspond, comme cela résulte des composantes de courants indiquées sur le schéma de la figure 6.28,*a*, l'égalité:

$$I(1-\alpha_p) = I_n\alpha_n + \beta I_{com} + I_c. \tag{6.16a}$$

Déterminons de la relation (6.16a) le courant I_c en tenant compte du fait que:

$$I_n = I + I_{com} - (\beta + 1) I_{com} = I - \beta I_{com}.$$

Alors :

$$I_c = I\,[1-(\alpha_p+\alpha_n)] - \beta I_{com}\,(1-\alpha_n). \qquad (6.17)$$

Pour de faibles courants d'émetteur, le coefficient de transfert du courant α_n est de beaucoup inférieur à l'unité et, pour cette raison, on peut, sans commettre une grande erreur, passer de l'égalité (6.17) à l'égalité approchée suivante:

$$I_c \approx I\,[1-(\alpha_p+\alpha_n)] - \beta I_{com}. \qquad (6.17a)$$

En comparant l'expression (6.17,*a*) et l'expression (6.4) on voit qu'avec l'apparition du courant de commande I_{com} la valeur du courant de collecteur propre I_c diminue de βI_{com}. Avec la diminution de I_c, la tension de commutation U_{a0} diminue elle aussi. Plus le

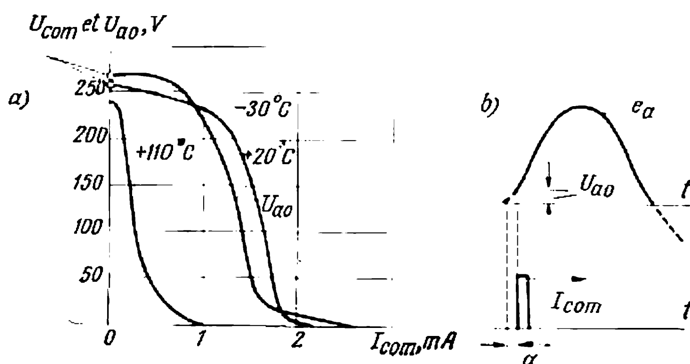


Fig. 6.29. Variation de la tension d'amorçage U_{a0} en fonction du courant de commande I_{com} (*a*) et diagramme de la tension en cas de la commande de phase par introduction de l'angle de retard α (*b*)

courant de commande $I_{com\,(+)}$ est grand, plus la tension de commutation du thyristor est petite (fig. 6.28,*b*). La tension minimale de déblocage $U_{a0\,min}$ correspond à une portion de la courbe proche de la partie utile de la caractéristique courant-tension du thyristor. C'est la raison pour laquelle cette partie est appelée partie de redressement de la caractéristique courant-tension du thyristor.

Les courbes expérimentales tracées sur la figure 6.29,*a* indiquent la liaison quantitative entre la tension d'amorçage et le courant de commande d'un thyristor pour trois températures de service. La diminution du courant de commande avec l'élévation de la température s'explique par l'accroissement des coefficients de transfert du courant α_p et α_n.

L'influence de la température sur U_{a0}, comme dans un thyristor non commandé sur U_{com} (voir fig. 6.23,*c* et 6.24,*c*), diminue lorsqu'on shunte l'une des jonctions émettrices. Pour cette raison, les thyris-

tors commandés sont généralement fabriqués avec une jonction émettrice J_3 shuntée.

Lorsque les thyristors sont alimentés en tension alternative, en particulier, en une tension sinusoïdale, le réglage de l'instant d'amorçage de l'appareil est réalisé non par la variation du courant de commande I_{com} mais par le décalage dans le temps de l'impulsion

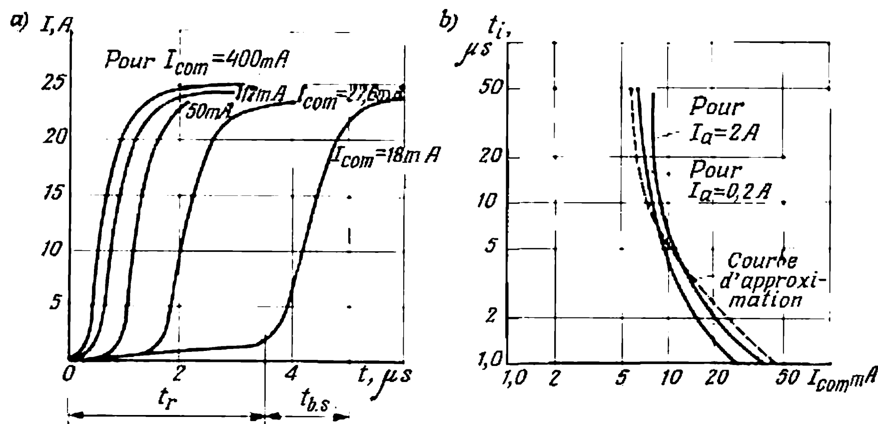


Fig. 6.30. Influence du courant de commande sur le temps de retard t_r du courant anodique (*a*) et variation de la largeur minimale requise de l'impulsion de commande en fonction de son amplitude (*b*)

de commande par rapport à la valeur zéro de la tension anodique durant l'alternance positive (fig. 6.29,*b*). C'est la commande de phase.

Pour la commande de phase, l'amplitude de l'impulsion de commande est généralement choisie de façon à assurer l'amorçage de l'appareil même pour des valeurs minimales de la tension anodique (ce qui correspond à la portion de redressement de la caractéristique).

Le retard dans l'accroissement du courant anodique dépend beaucoup du choix de l'amplitude du courant de commande. Ce retard est déterminé par le temps d'accroissement du courant anodique jusqu'à une valeur égale à environ 0,1 de sa valeur permanente.

L'influence de la valeur du courant de commande sur le temps de retard t_r s'explique par la nécessité d'accumuler dans la base p_2 une charge critique de valeur Q_{cr}, pour laquelle débute l'étape de régénération du processus d'accroissement du courant anodique.

Les courbes de la figure 6.30,*a* montrent la relation quantitative entre le temps de retard t_r et l'amplitude de l'impulsion du courant de commande I_{com}. On voit d'après ces courbes qu'avec la diminution de l'amplitude de l'impulsion de commande le temps de retard augmente considérablement. A l'étape de régénération, la vitesse

d'accroissement du courant anodique (le front de la courbe) ne dépend presque pas du courant de commande, car le processus à cette étape obéit au régime de remplissage mutuel des bases du thyristor par les porteurs. Cela permet de limiter la largeur t_i de l'impulsion de commande par un temps légèrement supérieur au temps de retard.

Les courbes de la figure 6.30,*b* montrent la relation quantitative entre la largeur minimale requise $t_{i\,min}$ de l'impulsion de commande et son amplitude. Ces courbes ont été relevées pour deux valeurs du courant anodique dans un thyristor du type КУ-201.

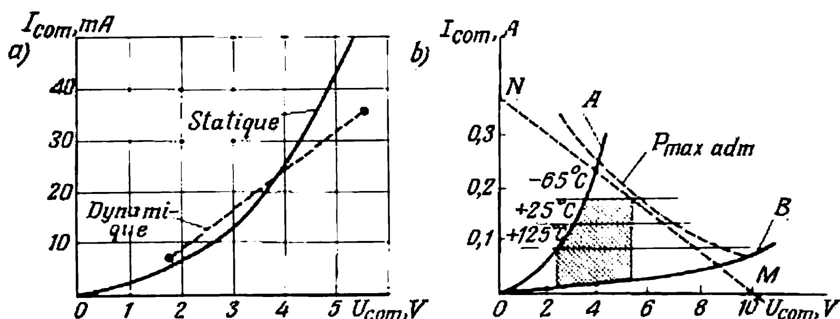


Fig. 6.31. Caractéristiques d'entrée du circuit de commande (*a*) et zone de dispersion (*b*) d'un thyristor uniopérationnel

Ces courbes sont exprimées avec une approximation suffisante par la relation analytique suivante:

$$I_{com} = \frac{I_{com\,0}}{1 - e^{-\frac{t_i}{\tau_{am}}}}, \qquad (6.18)$$

où τ_{am} est la constante de temps d'amorçage (paramètre du thyristor du type donné). Pour les thyristors КУ-201, $\tau_{am} = 5,7$ µs.

La tension qu'on doit appliquer aux électrodes de commande du thyristor pour obtenir le courant de commande requis I_{com} est déterminée par la caractéristique d'entrée du thyristor du côté du circuit de commande.

Suivant le régime de commande on distingue: 1) la caractéristique d'entrée statique qui donne la liaison entre les valeurs constantes du courant et de la tension et 2) la caractéristique d'entrée impulsionnelle qui lie les valeurs impulsionnelles du courant et de la tension dans le circuit de commande du thyristor.

La caractéristique impulsionnelle (dynamique), comme on le voit sur la figure 6.31, diffère quelque peu de la caractéristique statique.

L'écart observé s'explique par les variations de la résistance électrique que la base p_2 présente au passage du courant statique et impulsionnel. En régime statique, la base est remplie par des charges qui correspondent au courant passant par elle pendant un temps prolongé (le courant modulant sa résistance) tandis qu'en régime impulsionnel la base n'arrive pas à être remplie par une quantité notable de porteurs et, pour cette raison, sa résistance reste à peu près égale à la résistance initiale. Ceci explique le départ vers la droite (vers les tensions d'entrée plus élevées) de la portion linéaire de la caractéristique impulsionnelle d'entrée dans la zone d'impulsions plus grandes du courant de commande.

Pour des faibles amplitudes du courant de commande la tension d'entrée est inférieure à la tension statique, ce qui peut être expliqué par le manque de temps pour l'établissement de la concentration nécessaire de charges dans la base p_2 à la limite de la jonction émettrice J_3; il en résulte que la tension à cette jonction n'arrive pas à s'établir.

La divergence entre les portions utiles des caractéristiques impulsionnelle et statique étant peu importante, pour déterminer les paramètres des éléments dans le circuit de commande (la f.é.m. E_{com} de la source et la résistance de limitation R_{com}) on utilise généralement la caractéristique statique que l'on trouve dans les catalogues et les aide-mémoire.

Les dimensions géométriques et les propriétés électriques des couches p_2 et n_2 non identiques et les variations de la température du milieu ambiant font que les caractéristiques statiques d'entrée des thyristors présentent une dispersion notable dont les bandes sont déterminées sur la figure 6.31,*b* par deux courbes limites. La courbe *A* se rapporte à un thyristor à résistance d'entrée minimale possible pour le type donné et la courbe *B*, à un thyristor à résistance d'entrée maximale possible pour le type donné.

Les coordonnées qui correspondent aux valeurs les plus probables de la tension et du courant pour lesquelles a lieu l'amorçage du thyristor se trouvent dans les limites de la zone d'amorçage hachurée. Pour des températures plus basses, les courants de commande I_{com} doivent être plus grands. A la plus grande valeur du courant de commande correspond sur la figure 6.31,*b* la droite se rapportant à la température $t = -65$ °C. Pour les températures plus élevées, le courant de commande est plus petit (aux courants de commande minimaux correspond sur la figure 6.31,*b* la droite tracée pour $t = +125$ °C).

Pour assurer l'amorçage de tout le groupe de thyristors commandés dans le dispositif donné depuis une source de tension commune, la caractéristique externe d'une telle source (la droite *MN*) doit se trouver au-dessus de la zone de la dispersion la plus probable des caractéristiques.

La puissance électrique dissipée dans les couches p_2 et n_2 du thyristor et dans la jonction *p-n* entre ces couches est transformée en chaleur. Cette chaleur provoque un échauffement complémentaire du thyristor et doit être dissipée sans dépasser la température maximale d'échauffement admissible.

Les courants et les tensions qui caractérisent la puissance maximale admissible du point de vue de l'échauffement des couches de commande sont déterminés par les coordonnées de l'hyperbole $P_{\max\ adm}$ tracée en pointillé sur la figure 6.31,*b*.

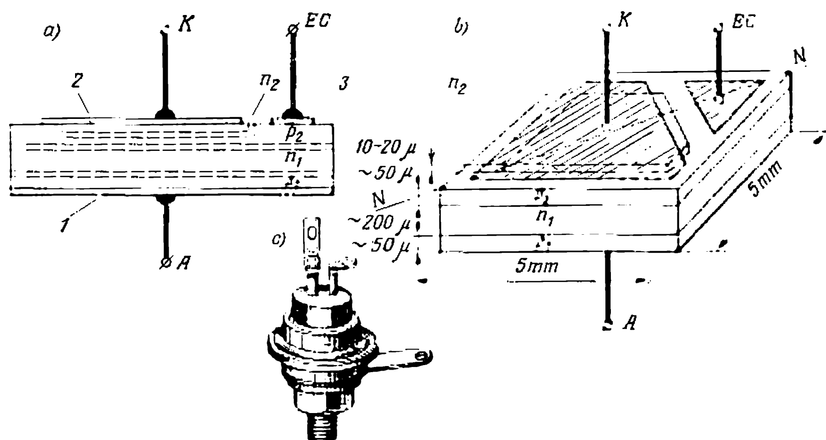


Fig. 6.32. Thyristor uniopérationnel:
a—coupe; *b*—structure schématique avec cotes d'encombrement; *c*—vue extérieure

La tension maximale admissible dans le circuit de commande ne doit pas dépasser 10 ou 12 V vu la nécessité de limiter la puissance dissipée.

La coupe et la représentation axonométrique d'un thyristor uniopérationnel du type КУ-201 indiquées sur la figure 6.32,*a* et *b* montrent son organisation.

Le cristal de silicium est placé dans un corps métallique avec sorties isolées.

Lorsque le cristal initial est du type *n*, le thyristor est fixé du côté de l'anode. Cela s'explique: 1) par la tendance d'augmenter la résistance mécanique du thyristor car l'anode se trouve près de la base épaisse n_1; 2) par l'exécution plus facile de la sortie extérieure venant de l'électrode de commande et de la couche p_2 située au voisinage de la cathode. Une telle sortie est réalisée par la partie saillante de la couche p_2 qui passe par la cathode. Le shuntage de la jonction émettrice située près de la cathode est réalisé par le

revêtement commun en nickel du shunt depuis la couche n_2 et la partie cathodique de p_2.

La figure 6.32,*c* montre la vue extérieure de ce thyristor.

b) Désamorçage d'un thyristor par le courant de commande. Thyristors biopérationnels

Nous avons déjà indiqué que les thyristors biopérationnels permettent de réaliser le désamorçage ou la coupure à l'aide de l'électrode de commande.

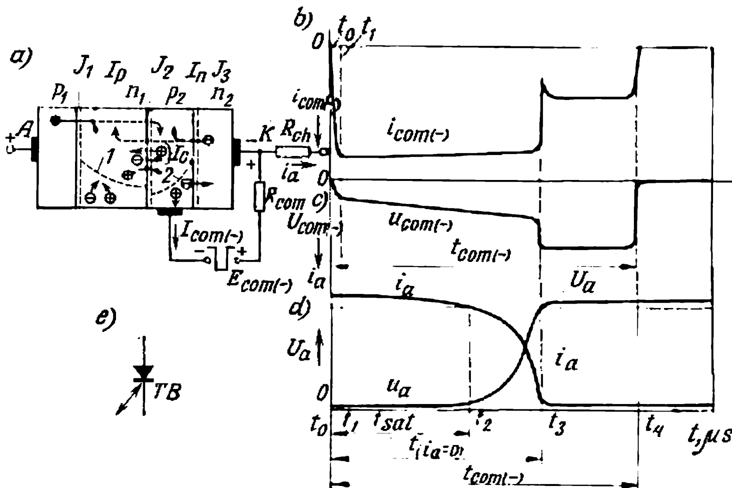


Fig. 6.33. Régime de désamorçage d'un thyristor biopérationnel:
a—répartition des charges et composantes du courant pendant la période de désamorçage; *b*, *c* et *d*—oscillogrammes du courant de commande, de la tension de commande, du courant anodique et de la tension anodique

Par leur construction ces thyristors, dont le symbole graphique est indiqué sur la figure 6.33,*e*, ne diffèrent pas en principe des thyristors uniopérationnels.

La coupure du courant est assurée par l'introduction dans le circuit de commande d'un courant $I_{com(-)}$ dont le sens est opposé à celui du courant de commande $I_{com(+)}$ lors de l'amorçage. A l'intérieur du thyristor ce courant passe de la cathode (couche n_2) vers la base fine (couche p_2).

Les courbes *1* et *2* en pointillé de la figure 6.33,*a* montrent la répartition des concentrations des charges dans les bases au début du désamorçage. Cette répartition correspond au régime de saturation pendant le passage du courant direct par le thyristor. Sur la même figure les flèches désignent les composantes de transit et de recom-

binaison du courant de trous I_p et du courant électronique I_n ainsi que les composantes du courant propre de la jonction collectrice I_{cp} et I_{cn}.

Pour couper le courant direct dans le thyristor il faut, comme pour la coupure du courant par l'anode, non seulement réduire à zéro les composantes du courant mentionnées mais aussi faire disparaître dans les bases la concentration de charges excédentaire (par rapport à la concentration d'équilibre). Cette dernière condition est liée à la nécessité de prévenir un amorçage prématuré du thyristor (avant l'application de l'impulsion de commande $I_{com(+)}$). La difficulté de coupure du courant dans le thyristor par l'électrode de commande en comparaison avec le mode de coupure par l'anode réside dans le fait que la diminution des charges excédentaires dans les bases a lieu pour une tension positive aux principales électrodes, l'anode et la cathode. Avec une telle polarité de la tension, les charges résiduelles dans les bases peuvent être la cause d'un nouveau amorçage du thyristor.

Après l'injection du courant de commande $I_{com(-)}$, les trous partent de la base p_2 dans le circuit de commande (en réalité les trous recombinent dans la couche p_2 avec les électrons venant du circuit de commande) et les électrons libres qui restent dans la couche p_2 partent à travers la couche n_2 vers le circuit de commande.

La diminution des électrons dans la couche p_2 et du gradient de leur concentration au voisinage de la jonction centrale J_2 fait décroître la composante de transit du courant électronique (désignée par la portion en pointillé de la flèche du courant I_n sur la figure 6.33,*a*) qui introduit les électrons dans la couche n_1.

Cela provoque à son tour une diminution de la composante de trous injectée dans la couche n_1 par l'émetteur p_1 puisque d'après la loi de neutralité des charges le nombre de charges de deux signes qui entrent doit être le même dans une base quelconque en régime stationnaire et en régime transitoire. Le courant total dans le thyristor diminue simultanément avec la décroissance de ses composantes.

Au fur et à mesure que la concentration de trous dans la base p_2 diminue dans cette dernière commencent à diffuser les trous de la base épaisse tandis que les électrons de cette base partent vers l'anode par la jonction J_1. Un tel mouvement de charges sous l'action d'une impulsion de tension négative appliquée aux électrodes de commande provoque une diminution du courant anodique dans le thyristor et dans le circuit extérieur.

Les oscillogrammes de la figure 6.33,*b* à *d* montrent la variation dans le temps du courant anodique et du courant de commande.

Durant la première étape, tant que le thyristor ne sort pas du régime de saturation, la vitesse de diminution des composantes du courant anodique est peu prononcée (étape t_1-t_2 de la figure

6.33,*d*). Cela s'explique par le fait que les gradients limites de concentration des charges dans la base n_1 en régime de saturation restent presque inchangés. Au fur et à mesure que la concentration limite des trous dans la base n_1 près de la jonction J_2 diminue jusqu'à zéro, le gradient de concentration diminue également; à cela correspond une diminution du courant anodique jusqu'à zéro (étape t_2-t_3 sur la figure 6.33,*d*). Simultanément avec la diminution du courant I_a la tension aux bornes du thyristor augmente parce que la chute de tension dans la résistance de charge R_{ch} diminue.

La tension directe croissante est reçue surtout par la jonction centrale (collectrice) J_2 pour laquelle elle est négative car l'anode communique à la couche n_1 un potentiel positif et la cathode un potentiel négatif à la couche p_2.

Le changement de polarité à la jonction J_2 a lieu durant la diminution des concentrations absolues des porteurs minoritaires dans les bases (des trous dans la base n_1 et des électrons dans la base p_2) jusqu'aux concentrations d'équilibre.

Les charges passant par la jonction centrale et accélérées par le champ négatif pouvant provoquer un déblocage intempestif du thyristor, il faut que vers l'instant d'accroissement de la tension négative à la jonction J_2 la concentration des porteurs excédentaires (des trous) dans la base n_1 diminue jusqu'à sa limite inférieure. Un tel minimum doit être assuré non seulement dans les couches superficielles des bases situées près de la jonction J_2 mais aussi dans les couches plus profondes.

Dans les thyristors de faible puissance, dans lesquels le nombre total de porteurs accumulés dans la base épaisse n'est pas très grand, la diminution de la concentration des charges excédentaires jusqu'à une valeur minimale acceptable peut être obtenue avec une amplitude et une durée suffisantes de l'impulsion de courant de commande I_{com}.

Le courant de commande garde sa valeur durant toute l'étape de diminution du courant anodique (intervalle t_2-t_3 sur la figure 6.33,*b* et *d*) puisque les charges partant des bases passent par le circuit de commande.

Après la baisse du courant anodique la tension négative dans le circuit de commande d'un thyristor biopérationnel doit subsister pendant un certain temps afin d'assurer la disparition des charges excédentaires des couches profondes de la base épaisse par leur recombinaison. Le circuit de commande est alors parcouru par un courant inverse du régime statique. Le courant inverse statique dans la jonction centrale est inférieur au courant de coupure et, pour cette raison, la tension agissant sur les électrodes de commande augmente après la diminution du courant anodique.

Durant la période de désamorçage d'un thyristor biopérationnel, la jonction émettrice J_1 reste conductrice et un faible afflux des

trous qui a lieu alors fait traîner un peu le processus de disparition des porteurs excédentaires des bases ainsi que l'étape de leur recombinaison dans les couches profondes de la base épaisse.

A chaque valeur du courant anodique correspond un courant minimal dans le circuit de commande. La valeur de ce courant est minimale lorsque la durée de son passage n'est pas limitée (commande statique).

Lorsque la commande se fait par impulsions de courant l'amplitude minimale nécessaire dépend de la durée de l'impulsion. Ceci s'explique par l'importance de la charge qu'il faut éliminer des bases du thyristor.

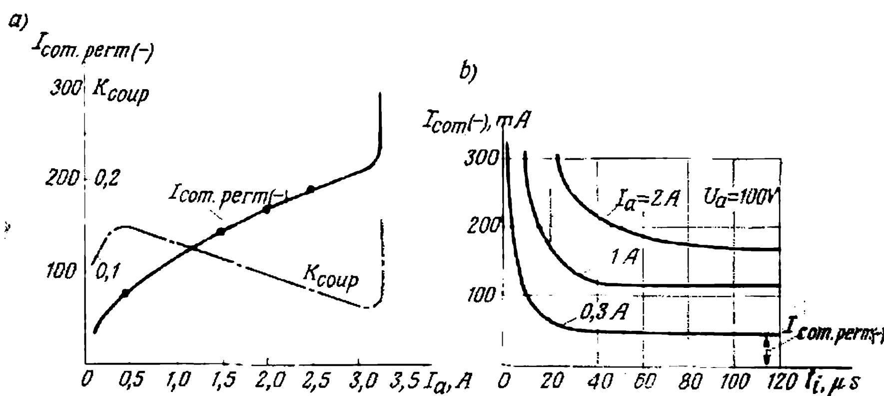


Fig. 6.34. Variation du courant de coupure $I_{\text{com. perm}\,(-)}$ en fonction du courant anodique et du coefficient de coupure K_{coup} (*a*) ; variation de l'amplitude de l'impulsion de courant de coupure $I_{\text{com}\,(-)}$ en fonction de la largeur de l'impulsion (*b*)

La courbe de $I_{\text{com. perm}\,(-)}$ de la figure 6.34,*a* montre la relation quantitative entre le courant anodique I_a à couper et le courant de commande qui assure cette coupure pour l'un des types de thyristors biopérationnels. On voit d'après la courbe qu'après une montée progressive, le courant de commande augmente brusquement. La limite de cet accroissement détermine la valeur limite du courant anodique qui dans l'appareil du type donné peut être coupé.

Sur la figure 6.34,*a* en plus de la courbe donnant les valeurs absolues du courant de commande (de coupure) $I_{\text{com. perm}\,(-)}$ est également portée la courbe de K_{coup} qui détermine la relation entre les valeurs relatives du courant de commande $I_{\text{com. perm}\,(-)}$ et le courant anodique I_a. Cette relation est appelée coefficient de coupure :

$$K_{\text{coup}} = \frac{I_{\text{com. perm}\,(-)}}{I_a}. \tag{6.19}$$

En régime de commande par impulsions, l'amplitude du courant $I_{com(-)}$ est liée au courant de coupure statique $I_{com.\,perm(-)}$ par la relation :

$$I_{com(-)} = \frac{I_{com.\,perm(-)}}{1 - e^{\frac{t_1}{\tau_{disp}}}}, \tag{6.20}$$

où t_1 est la durée de l'impulsion du courant de coupure;
τ_{disp} la constante de temps qui caractérise l'inertie du processus de disparition des charges des bases. Pour des thyristors du type donné, cette constante de temps est un paramètre et peut être trouvée par voie expérimentale d'après deux valeurs du courant de coupure.

Les courbes expérimentales de la figure 6.34,*b* correspondent bien à l'expression (6.20) pour les valeurs indiquées du courant anodique. Les ordonnées des portions horizontales des courbes déterminent les courants en régime de coupure statique $I_{com.\,perm(-)}$.

La tension que l'on doit appliquer au circuit de commande du thyristor pour obtenir le courant de coupure requis $I_{com(-)}$ dépend de la résistance d'entrée du circuit de commande. Cette résistance comprend les couches p_2 et n_2 ainsi que la résistance équivalente de la jonction *p-n* J_3.

D'après la résistance d'entrée et l'amplitude requise du courant de coupure on choisit la tension de la source de commande $E_{com(-)}$ ainsi que la résistance de limitation R_{com} dans le circuit de commande. La tension dans le circuit de commande doit être considérablement inférieure à la tension de claquage de la jonction J_3.

La valeur numérique de la résistance d'entrée en régime de commande statique peut être trouvée d'après la caractéristique courant-tension statique du circuit de commande. La figure 6.35,*a* montre une famille de ces caractéristiques pour trois valeurs du courant anodique à couper I_{a1}, I_{a2} et I_{a3}. L'influence du courant anodique I_a sur la résistance d'entrée du circuit de commande se manifeste par l'intermédiaire de la résistance de base p_2 qui dépend du degré de remplissage de la base par les charges apportées par le courant anodique (modulation de la résistance de la base). Au premier instant après la coupure du courant anodique, le rapport de la tension de commande $E_{com(-)}$ au courant de commande $I_{com(-)}$ (ce rapport détermine la résistance d'entrée du circuit de commande) cesse d'être une fonction du courant. On peut en juger d'après la relation linéaire entre le courant et la tension de commande à l'instant de coupure pour différentes valeurs du courant anodique I_{a1}, I_{a2} et I_{a3} (disposition en ligne des points a_1, a_2 et a_3 sur la figure 6.35,*a*).

Le passage aux valeurs permanentes du courant inverse correspond aux portions en pointillé des droites jusqu'aux points de leur

intersection avec la branche inverse de la caractéristique statique courant-tension de la jonction centrale J_2 (courbe U_{J_2}).

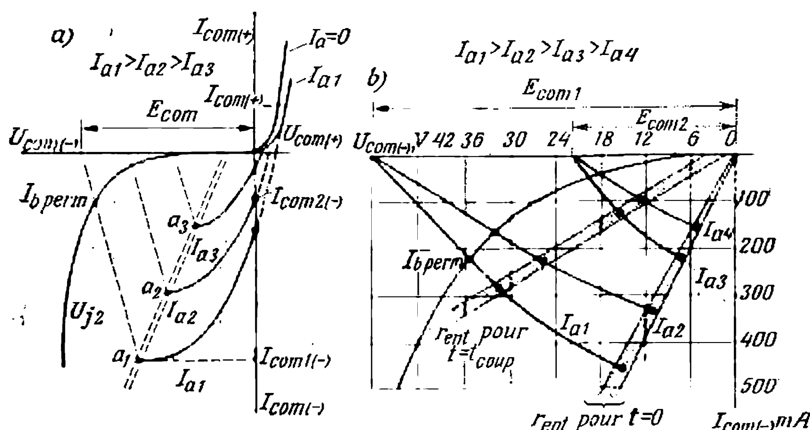


Fig. 6.35. Caractéristique courant-tension du circuit de commande d'un thyristor biopérationnel :

a—en régime de désamorçage par courant continu ; b—en régime de désamorçage par impulsion

En régime de commande par impulsions, la relation entre les amplitudes de la tension et du courant reste invariable pour toutes

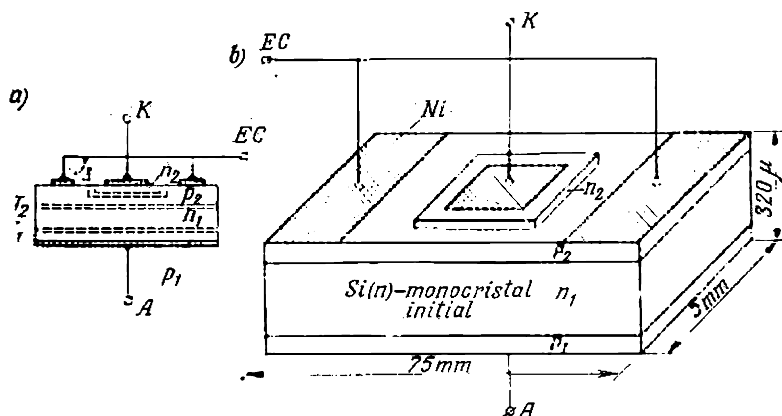


Fig. 6.36. Vue en coupe (a) et structure schématique d'un thyristor biopérationnel avec les cotes d'encombrement (b)

les valeurs du courant anodique à couper tant à l'instant qui précède le commencement de la coupure du courant anodique (aire hachurée inclinée située près de l'axe des ordonnées) qu'à l'instant

de cessation du courant anodique (aire hachurée inclinée située plus près de l'axe des abscisses, fig. 6.35,*b*).

Ceci peut être expliqué par le fait que la diminution de la résistance des couches p_2 et n_2 en cas de forts courants est compensée par les valeurs plus élevées de la tension à la jonction J_3.

L'organisation d'un thyristor biopérationnel est illustrée par sa coupe et sa structure schématique (fig. 6.36,*a* et *b*).

L'électrode de commande est exécutée sous forme de deux armatures disposées symétriquement par rapport à la couche cathodique. Cela assure un établissement plus rapide du canal de conduction du courant anodique dans la section utile de la couche p_2 et de la jonction J_3.

§ 6.9. Circuits de commande des tubes à décharge luminescente

Les opérations de commande des tubes à gaz sont: 1) l'amorçage ou l'allumage assuré à l'aide d'une électrode de commande et 2) l'extinction de la décharge assurée par le circuit anodique car dans les tubes d'exécution courante on n'arrive pas à arrêter la décharge établie à l'aide de la grille de commande.

Les systèmes de commande par impulsions sont les plus répandus pour l'amorçage des thyratrons. Comme nous avons déjà examiné (§ 6.2) un circuit simple pour un thyratron à cathode chaude et comme les circuits d'extinction sont les mêmes dans les thyratrons à cathode chaude et les thyratrons à décharge luminescente (ou à lueur), nous allons examiner dans le présent paragraphe seulement les circuits de commande des thyratrons à décharge luminescente.

a) Circuits d'amorçage des thyratrons à décharge luminescente

Dans les circuits d'amorçage les plus simples on utilise généralement des diodes à décharge luminescente (tubes au néon). Elles créent une impulsion de sortie positive ou négative formée grâce à la différence de la tension d'amorçage U_{am} et de la tension d'entretien de la décharge dans le tube $U_{\mathrm{am}} - U_{\mathrm{en}}$.

Dans le schéma de la figure 6.37,*a* la diode à décharge luminescente *DL* est bloquée avant l'application à son anode par l'intermédiaire du condensateur C_1 d'une impulsion de tension de commande (qui provient généralement d'un capteur primaire). Pour cette raison, le potentiel à l'armature gauche du condensateur de sortie C_2 (point N) est déterminé par le diviseur de tension R_1R_2. Au point N, la diode étant bloquée, cette tension a pour expression:

$$U_N = U_M = \frac{R_2}{R_1 + R_2} E_{\mathrm{a}}. \qquad (6.21)$$

On choisit la tension U_M de façon qu'elle soit inférieure à la tension U_{am} d'amorçage de la décharge dans la diode. Avec l'apparition d'une impulsion de tension positive d'entrée, dans la diode *DL* une décharge s'amorce (la diode est débloquée) et à ses électrodes s'établit la tension U_{en} d'entretien de la décharge. Le potentiel du point *N* diminue alors d'une valeur $U_M - U_{en}$ et à la sortie du montage apparaît une même tension négative.

La diode semi-conductrice *D* est introduite dans le montage pour que l'impulsion de commande agisse seulement sur la diode à débloquer.

Avec une impulsion négative de commande la diode *D* est introduite dans le circuit de la cathode (fig. 6.37,*b*).

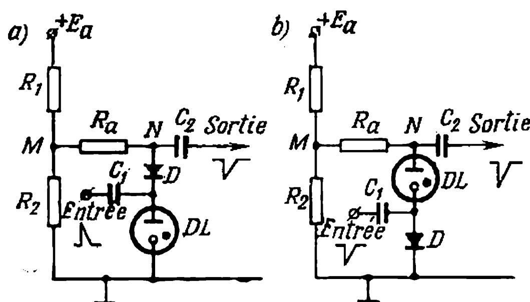


Fig. 6.37. Circuits d'amorçage à diodes pour des thyratrons à décharge luminescente :

a—par impulsions d'entrée positives ; *b*—par impulsions d'entrée négatives

Lorsqu'il est nécessaire d'avoir une impulsion positive de sortie on la prélève sur la résistance branchée dans le circuit de cathode.

Les impulsions d'entrée fournies par un capteur primaire sont souvent insuffisantes pour commander directement l'état électrique de la diode. Pour obtenir les impulsions requises depuis le circuit de commande on introduit dans ce dernier des triodes à décharge luminescente qui répondent aux signaux d'entrée beaucoup plus faibles.

Le schéma dans lequel on obtient l'amplification du signal à l'aide d'un thyratron à décharge luminescente *TL* est indiqué sur la figure 6.38,*a*. Avant l'arrivée du signal de commande e_s le thyratron (son rôle est joué dans ce montage par une tétrode dont les grilles sont reliées entre elles) est bloqué. Le condensateur C_2 est alors chargé jusqu'à la tension totale de la source d'alimentation E_a.

Avec l'arrivée de l'impulsion de commande le thyratron *TL* se débloque et le condensateur C_2 se décharge dans le thyratron *TL* et la résistance de charge R_k introduite dans le circuit de cathode. Lorsqu'au cours de la décharge du condensateur la tension au thy-

ratron baisse jusqu'à la valeur $U_{c2} \leqslant U_{en}$ la décharge dans le thyratron cesse et le courant de décharge du condensateur continue à passer encore pendant un certain temps par le plasma résiduel dans lequel la concentration de charges diminue progressivement.

Avec la disparition du plasma résiduel dans le thyratron recommence la charge du condensateur C_2 par le circuit d'alimentation à travers la résistance R_a.

Pour qu'au cours de la charge et de l'accroissement de la tension aux bornes du condensateur il ne se produit pas un réamorçage du

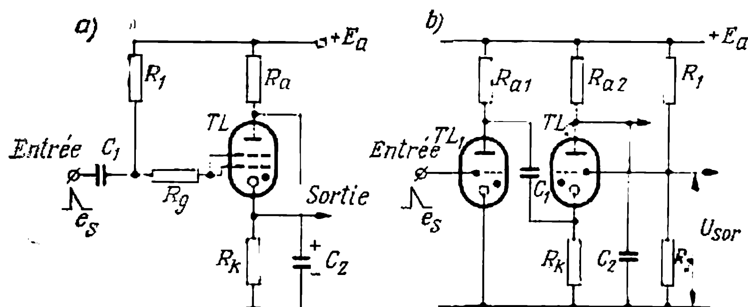


Fig. 6.38. Circuits d'amorçage à triodes pour des thyratrons à décharge luminescente :

a—à un seul étage ; *b*—à deux étages

thyratron, la constante de temps de charge du condensateur doit être de beaucoup inférieure à la constante de temps de décharge du condensateur à travers le thyratron.

Cette condition est satisfaite lorsque la résistance d'anode R_a est très grande par rapport à la résistance intérieure du thyratron où le plasma se décompose.

Dans le schéma de la figure 6.38,*a* l'impulsion de sortie est positive. Lorsqu'il est nécessaire d'avoir une impulsion négative, on la prélève sur l'anode.

On obtient une amplification beaucoup plus forte de l'impulsion d'amorçage dans un schéma à deux étages indiqué sur la figure 6.38,*b*. Dans le premier étage, l'impulsion positive d'entrée est appliquée à la grille du thyratron TL_1 dont l'impulsion négative de sortie débloque le thyratron TL_2 du second étage. L'impulsion de sortie du thyratron TL_2 est également négative.

b) Circuits d'extinction des thyratrons à décharge luminescente

Dans les tubes à décharge dans les gaz (d'exécution courante) il est impossible d'arrêter la décharge à l'aide de la grille de commande et, pour cette raison, lorsque ces tubes sont alimentés en

courant continu, les principales méthodes d'extinction de la décharge sont :

1) la diminution temporaire de la tension anodique durant une période suffisante pour rétablir l'état bloqué du tube après la diminution du courant anodique jusqu'à zéro ;

2) l'injection dans le tube d'un courant opposé avec conservation après la diminution du courant résultant jusqu'à zéro d'une faible tension positive ou (ce qui est mieux) d'une faible tension négative à l'anode du tube afin d'accélérer le phénomène de rétablissement des propriétés de blocage de l'espace interélectrodes.

Le schéma de la figure 6.39,*a* utilise la première méthode d'extinction de la décharge. Ici à l'anode du thyratron est appliquée

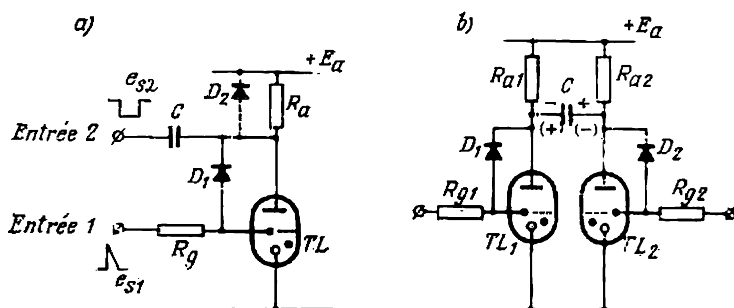


Fig. 6.39. Circuit d'extinction des thyratrons à décharge luminescente : *a*—à l'aide d'une impulsion négative injectée de l'extérieur ; *b*—à l'aide d'un condensateur

par le condensateur C une impulsion de tension négative d'une amplitude suffisante pour arrêter la décharge et d'une largeur nécessaire pour rétablir les propriétés de blocage de la grille.

La diode D_1 branchée entre l'anode et la grille du thyratron TL shunte l'intervalle intérieur anode-grille et affaiblit ainsi le courant dans la décharge ce qui facilite l'extinction de cette dernière et le rétablissement de l'état bloqué du thyratron.

La diode D_2 est introduite dans le circuit seulement lorsqu'il faut prévenir l'opération de différentiation par l'élément R_aC à la suite de laquelle à l'anode du thyratron pourrait apparaître une impulsion de tension positive qui contribuerait au réamorçage de la décharge.

La nécessité d'introduire une impulsion extérieure pour éteindre la décharge complique souvent le dispositif de commande lequel doit comporter une source complémentaire de signal. Le dispositif est simplifié lorsqu'on utilise un montage comprenant deux thyratrons (fig. 6.39,*b*) et un condensateur d'extinction (de commutation) C. Le condensateur se charge dans ce montage à travers le thyratron conducteur dans l'intervalle de temps donné et se décharge durant l'intervalle de temps suivant quand le second thyratron devient

conducteur. Ainsi, lorsque durant l'intervalle de temps donné le thyratron TL_1 est conducteur, le condensateur C se charge à travers ce thyratron et la résistance R_{a2} avec la polarité indiquée au-dessus du condensateur.

Lorsque le thyratron TL_2 est débloqué par une impulsion positive, le condensateur C se décharge au début dans les deux thyratrons, en créant alors un courant direct dans le thyratron TL_2 et un courant inverse dans le thyratron TL_1 qui se bloque, et ensuite dans la résistance R_{a1} et le thyratron TL_2.

La capacité du condensateur C doit être suffisante afin de maintenir pendant un certain temps après la commutation des tubes une tension négative sur le tube qui vient d'être bloqué pour que ses propriétés de blocage soient rétablies.

c) Circuits de commande des dékatrons et des indicateurs numériques

Le circuit de commande d'un dékatron à impulsion double doit assurer la formation de deux impulsions de tension négatives alternantes appliquées aux cathodes guides (voir fig. 6.15,*a*). Il est désirable que la forme des impulsions soit aussi rectangulaire que possible afin d'assurer un passage rapide de la décharge d'un groupe de cathodes à l'autre.

De tels circuits de commande utilisent des tubes électroniques et des transistors. Examinons le circuit à transistors de la figure 6.40,*a*. Deux transistors T_1 et T_2 fonctionnent en régime de commutation, le transistor T_1 commandant le blocage et le déblocage du transistor T_2. A l'état initial les deux transistors sont conducteurs car leurs bases sont reliées par les résistances R_1 et R_6 et leurs collecteurs par les résistances R_2 et R_3 au pôle négatif de la source d'alimentation.

Le transistor T_1, dont l'émetteur est lié directement au pôle positif de la source d'alimentation $+E_a$ relie, lorsqu'il est débloqué, l'émetteur du transistor T_2 au même pôle de la source d'alimentation.

Quand à l'entrée du transistor T_1 apparaît une impulsion de tension positive e_s, il se bloque, son blocage est suivi de celui du transistor T_2 car le courant passant par les résistances R_5, R_4 et R_2 imprime à l'émetteur du transistor T_2 un potentiel plus négatif que celui de sa base reliée au condensateur C_2 préalablement chargé.

Lorsque le transistor T_2 se bloque, à son collecteur apparaît une impulsion de tension négative transmise par le condensateur C_4 et la résistance R_8 (élément différentiateur) au premier groupe de cathodes guides. La durée requise de cette impulsion négative est assurée par la constante de temps des circuits R_3, C_4 et R_7, R_8-C_5.

La transmission de l'impulsion négative au deuxième groupe de cathodes guides est assurée par le condensateur C_3 qui se charge

et la résistance R_7 (élément intégrateur). Simultanément avec l'accroissement du potentiel négatif dans le deuxième groupe de cathodes guides le potentiel au premier monte.

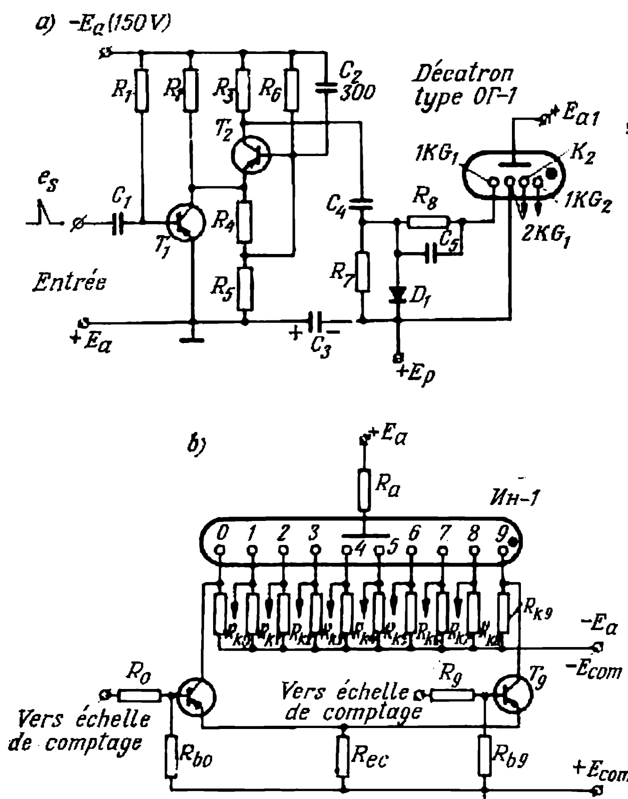


Fig. 6.40. Circuits de commande des tubes à décharge luminescente à cathodes multiples:

a—d'un dékatron à impulsion double; *b*—d'un indicateur numérique

On obtient une pente plus raide de l'impulsion de sortie prélevée sur le collecteur du transistor T_2 par l'introduction dans la base de ce dernier d'un circuit R_6C_2.

La polarisation positive est appliquée seulement sur le premier groupe de cathodes guides par la résistance inverse de la diode semi-conductrice de régulation de tension D_1.

Au passage rapide de la décharge depuis le premier groupe de cathodes guides au deuxième contribue, en plus de la tension positive de polarisation $+E_p$, la charge du condensateur C_5 par le courant passant par le circuit de ce premier groupe de cathodes guides.

Les condensateurs C_3 et C_4 se déchargent à travers le transistor débloqué T_2 et les résistances R_4, R_5 et R_7.

Le circuit de commande considéré assure un taux de comptage jusqu'à 10 kHz.

Le circuit de commande de l'indicateur numérique de comptage décimal contrôlé par des transistors du type *p-n-p* est indiqué sur la figure 6.40,*b*. Dans chaque circuit cathodique de l'indicateur est monté un transistor du type *p-n-p*. En un intervalle de temps déterminé, un seul transistor est bloqué, celui sur la base duquel, à l'intervalle de temps donné, agit une impulsion de tension positive provenant du dékatron compteur.

Dans le transistor bloqué le courant est absent. Il est aussi absent dans la résistance cathodique de l'indicateur. Pour cette raison, le potentiel de la cathode correspondante de l'indicateur est plus négatif que celui de toutes les autres, ce qui fait que la décharge passe à la cathode donnée.

§ 6.10. Circuits de commande des thyristors

Examinons d'abord les circuits d'amorçage et de désamorçage des thyristors uniopérationnels et ensuite les circuits de commande des thyristors biopérationnels.

a) *Circuits d'amorçage des thyristors uniopérationnels*

Un schéma d'amorçage des thyristors uniopérationnels est indiqué sur la figure 6.41,*a*. Il comprend comme éléments principaux la source de commande E_{com} à courant continu (en régime de commande statique) ou une source à impulsions.

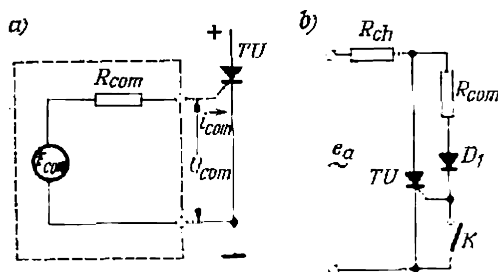


Fig. 6.41. Circuit de commande d'un thyristor uniopérationnel: *a*—commande indépendante; *b*—commande dépendante

En série avec la source E_{com} dans le circuit de commande est branchée la résistance R_{com} qui est la résistance interne de la source ou une résistance additionnelle (de limitation). Le choix des valeurs

de E_{com} et de R_{com} est régi par le souci d'avoir une caractéristique externe de la source de commande située plus haut que la limite supérieure de la plage d'amorçage (voir fig. 6.31,*b*). Ceci assure un amorçage fiable de tous les thyristors commandés par la source donnée.

En cas de commande par impulsions on choisit les valeurs de E_{com} et R_{com} en partant de l'amplitude requise du courant de commande qui dépend de la largeur adoptée de l'impulsion (voir fig. 6.30,*b*).

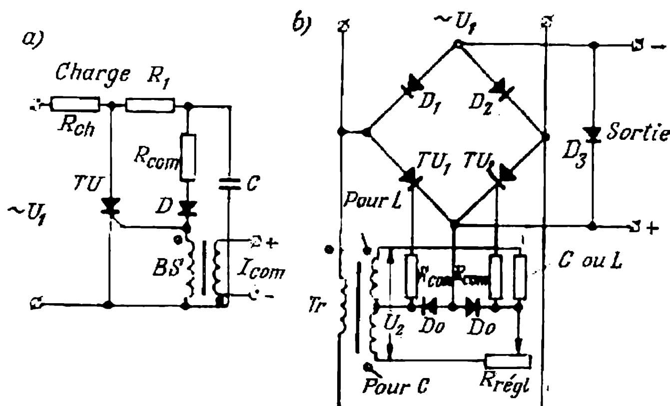


Fig. 6.42. Circuit de commande d'un thyristor à l'aide d'une bobine à saturation (*a*), montage en pont utilisé pour la commande du thyristor par déphasage (*b*)

La résistance d'entrée du thyristor du côté du circuit de commande est déterminée d'après la pente de la tangente à la portion centrale de la caractéristique courant-tension statique (voir figure 6.31,*a*).

Une version simplifiée du schéma de principe de la commande dépendante (lorsque l'électrode de commande s'alimente depuis le même circuit que l'anode du thyristor) est indiquée sur la figure 6.41,*b*. La source d'alimentation dans le circuit anodique est représentée par un réseau à tension alternative. La résistance de charge R_{ch} est insérée dans la portion commune du circuit.

Le courant circule dans le circuit de commande du thyristor lorsque l'interrupteur *K* n'est pas fermé. Quand il est fermé, le courant de commande passe par R_{com} et la diode D_1 sans traverser le circuit de commande du thyristor. La diode D_1 prévient l'apparition dans le circuit de commande des tensions négatives dépassant les valeurs admissibles (3 à 5 V).

Le schéma de la figure 6.42,*a* représente l'une des variantes possibles de réalisation pratique du schéma de principe (fig. 6.41,*b*).

Le rôle de l'interrupteur de commande K est assuré par la bobine à saturation BS. Son aimantation est réglée par le courant de commande I_{com}. En l'absence de courant d'aimantation, la résistance de la bobine est très grande (ce qui correspond à l'état ouvert de l'interrupteur magnétique). En ce régime, le courant passe par l'électrode de commande en débloquant le thyristor TU. La résistance R_{ch} est alors parcourue par un courant à une alternance. Lorsque la bobine à saturation est traversée par le courant d'aimantation total I_{com} la résistance électrique de la bobine est faible (l'interrupteur est fermé) et le courant ne passe pas par le circuit de commande du thyristor. Le thyristor est bloqué et le courant est absent dans le circuit d'utilisation. Le condensateur C prévient les surtensions lors des variations brusques du courant dans l'enroulement de la bobine BS.

A l'aide du circuit de la figure 6.42,*b* est réalisée la méthode de commande de phase (voir fig. 6.29,*b*). Le montage commandé est un pont redresseur comprenant deux thyristors TU_1 et TU_2 ainsi que deux diodes D_1 et D_2. Les fonctions du circuit de commande sont assurées par un déphaseur en pont qui comporte deux enroulements secondaires du transformateur de commande Tr, une résistance ohmique réglable $R_{régl}$ et une réactance (capacitive $\frac{1}{\omega C}$ ou inductive ωL).

Les diodes D_0 insérées dans la diagonale du pont déphaseur assurent le passage dans un seul sens des impulsions de courant depuis le déphaseur vers les circuits de commande des thyristors TU_1 et TU_2. Avec la variation de la résistance $R_{régl}$, la phase de la tension de sortie recueillie sur la diagonale du déphaseur est décalée par rapport à la tension d'alimentation du pont redresseur. On règle ainsi la valeur moyenne de la tension redressée à la sortie du pont comme dans le montage de la figure 6.2,*a*.

Lorsque la source de signal (le capteur) n'assure pas un courant suffisant pour commander le thyristor, on introduit dans le circuit de commande comme amplificateur intermédiaire un thyristor de faible puissance (fig. 6.43,*a*) dont le courant de commande est beaucoup plus faible que celui du thyristor de service. Le thyristor amplificateur TU_1 et le thyristor principal TU_2 sont connectés entre eux comme les éléments d'un transistor composite (voir figure 2.35,*a*).

La diode D qui shunte la source de commande n'est utilisée dans le montage que lorsque cette source fournit une tension alternative ou des impulsions de deux polarités.

La figure 6.43,*b* schématise un autre montage permettant d'accroître la sensibilité du système de commande. Le signal d'entrée $+U_{ent}$ s'ajoute à la tension aux bornes du condensateur chargé C pour débloquer le thyristor non commandé TN lié au circuit de

commande du thyristor uniopérationnel *TU*. Le condensateur *C* est chargé par la tension stabilisée U_{st} (on utilise une diode stabilisatrice *St*). Lorsque le thyristor *TU* est débloqué, la résistance de charge est parcourue par un courant continu.

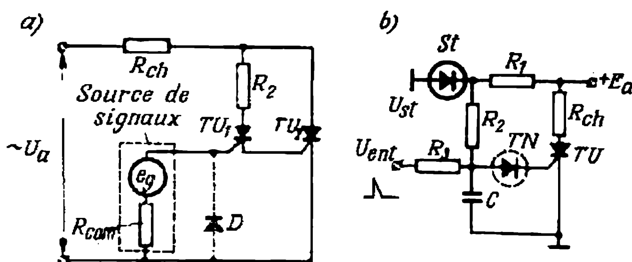


Fig. 6.43. Circuits de commande de grande sensibilité d'un thyristor uniopérationnel :

a—avec amplification du signal à l'aide d'un thyristor de faible puissance; *b*—avec un condensateur auxiliaire

Le circuit de commande du thyristor se simplifie beaucoup lorsqu'on utilise comme générateur d'impulsions de commande une diode à deux bases (ou transistor unijonction).

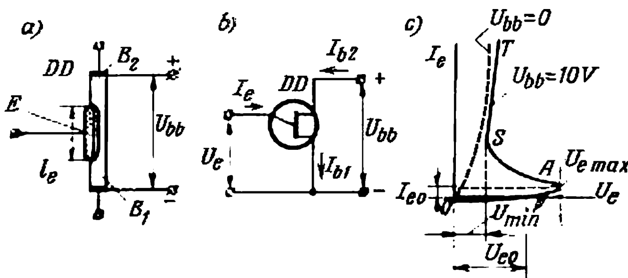


Fig. 6.44. Diode à deux bases :

a—structure ; *b*—schéma de montage ; *c*—caractéristique courant-tension du circuit d'émetteur

Les diodes à deux bases sont largement utilisées dans les schémas de commande à semi-conducteurs. La structure d'une telle diode *DD* est schématisée sur la figure 6.44,*a*; son schéma de montage et sa caractéristique courant-tension sont représentés par la figure 6.44,*b* et *c*.

Le monocristal initial avec lequel on fabrique une diode à deux bases est une plaque à conductibilité *n* dans laquelle on réalise une couche émettrice *p* par l'introduction des impuretés acceptrices.

Les zones longitudinales du monocristal initial situées des deux côtés de l'émetteur jouent le rôle de bases de la diode. La base inférieure B_1, l'émetteur et la jonction émettrice *p-n* constituent la diode proprement dite. La base supérieure B_2 n'est qu'une branche du diviseur de tension formé par les deux bases de la diode. Aux sorties extérieures des bases on applique la tension de polarisation de la diode U_{bb} (voir fig. 6.44,*b*).

Sous l'action de cette tension (qui est généralement comprise entre 10 et 20 V) les bases sont parcourues par un faible courant de polarisation de 1 à 2 mA. Ce courant qui maintient une certaine répartition du potentiel le long des bases et, de ce fait, une certaine différence de potentiel entre l'émetteur et la couche de base située sous lui ne reste pas invariable, mais dépend de la valeur du courant passant par l'émetteur E et la base inférieure B_1.

Lorsque le courant dans le circuit d'émetteur $I_e = 0$, la tension de polarisation U_{bb} est répartie entre les bases proportionnellement à leurs résistances qui sont fonction de leur longueur. La base B_2 est généralement 4 à 5 fois plus longue que la base B_1. Dans le même rapport se répartit approximativement la tension de polarisation des bases.

La tension à la jonction émettrice $U_{eb} = 0$ lorsque le potentiel d'émetteur mesuré par rapport à la sortie extérieure de la base inférieure est égal au potentiel de la couche sous l'émetteur, créé par la tension de polarisation U_{bb}, c'est-à-dire que $U_e = U_{e0}$. Lorsque $U_e < U_{e0}$ (fig. 6.44,*c*), le courant dans le circuit d'émetteur est inverse.

Les valeurs absolues de ce courant sont faibles. A ces valeurs correspondent les ordonnées dans la portion initiale *OP* de la caractéristique courant-tension du circuit d'émetteur d'une diode à deux bases indiquée sur la figure 6.44,*c*.

Lorsque U_e commence à dépasser U_{e0}, une tension positive apparaît sur la jonction *p-n* de la diode et un courant direct commence à circuler par cette jonction. Tant que ce courant est faible, l'accroissement du courant d'émetteur est lié à la nécessité d'accroître la tension d'émetteur U_e (portion *PA* de la caractéristique courant-tension qui correspond à une résistance positive du circuit d'émetteur). Aussitôt que le courant d'émetteur I_e atteint une certaine valeur critique (qui correspond sur la caractéristique à la valeur maximale de la tension d'émetteur $U_{e\,max}$) l'accroissement ultérieur du courant d'émetteur est accompagné d'une diminution de la tension d'émetteur (passage sur la portion *AS* à résistance négative).

Un tel comportement s'explique par le fait que les charges introduites dans la base inférieure de la diode par le courant d'émetteur diminuent la résistance de celle-ci (modulation électrique de la base). Cela fait diminuer le potentiel de la couche sous l'émet-

teur de la base et, par conséquent, fait croître la différence de potentiel à la jonction *p-n* de la diode. Il en résulte qu'avec l'accroissement du courant, la tension du circuit d'émetteur diminue.

Le passage de la portion à résistance négative à la portion à résistance positive a lieu lorsque la base inférieure se trouve saturée et sa résistance ne varie plus. En ce régime, le courant d'émetteur croît avec la tension d'émetteur. La portion à résistance positive de la caractéristique courant-tension (portion *ST*) passe près de la portion supérieure de la caractéristique courant-tension d'une diode ordinaire (tracée en pointillé sur la figure 6.44,*c*).

Le commencement du régime de saturation de la base inférieure correspond au minimum de tension sur la caractéristique courant-tension d'une diode à deux bases (point *S*).

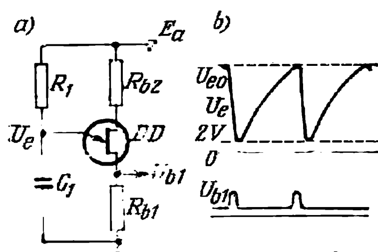


Fig. 6.45. Schéma d'un générateur d'impulsions à diode à deux bases (*a*) et diagrammes de tension et de courant (*b*)

Lorsque la tension de polarisation U_{bb} varie, la caractéristique courant-tension d'une diode à deux bases garde son allure mais se déplace parallèlement à elle-même vers la droite quand la valeur de U_{bb} augmente et vers la gauche si cette valeur diminue.

Le schéma de la figure 6.45,*a* montre l'utilisation d'une diode à deux bases comme générateur d'impulsions rectangulaires.

L'émetteur est relié au point commun d'une résistance R_1 et d'un condensateur C_1 mis en série et alimentés par le même circuit de tension continue qui alimente la diode à deux bases *DD*. En série avec la diode sont placées les résistances R_{b1} et R_{b2}. Le condensateur C_1 se charge périodiquement à travers la résistance R_1 et se décharge dans le circuit d'émetteur de la diode à deux bases. La décharge commence pour la valeur maximale de la tension d'émetteur $U_{e\,max}$ qui correspond au point *A* sur la caractéristique courant-tension de la diode (voir fig. 6.44,*c*). Le courant dans la portion initiale de la caractéristique courant-tension (portion *OA*) n'est pas indiqué sur la figure 6.45,*c* car il est extrêmement petit.

Au régime de décharge du condensateur correspond une impulsion de courant de sortie de forme presque rectangulaire (dont l'amplitude est égale à environ 10 ou 12 mA) qui développe dans la résistance de charge (généralement égale à 20 ou 30 ohms) une impulsion de tension de sortie. Pour conserver à peu près la même répartition des résistances et des potentiels des bases qu'en l'absence de résistances extérieures on choisit la résistance R_{b2} environ cinq fois plus grande que la résistance R_{b1}.

L'accroissement de la tension d'émetteur pendant la charge du condensateur, qui détermine l'intervalle entre les impulsions de courant, dépend de la constante de temps du circuit R_1C_1.

Les impulsions de tension de sortie dans une diode à deux bases peuvent atteindre 6 ou 7 V et les impulsions de courant, 12 mA. Ces valeurs sont suffisantes pour la commande directe des thyristors de faible puissance.

b) Circuits de désamorçage des thyristors uniopérationnels

La coupure du courant direct dans les thyristors uniopérationnels, comme dans les thyristors non commandés, se fait par le circuit anodique du thyristor (voir §§ 6.7 et 6.8).

Lorsque les thyristors sont alimentés sous tension continue, on peut l'obtenir soit en faisant passer pendant une courte durée de temps un courant de sens opposé soit en polarisant négativement, pour un temps très court, l'anode du thyristor. Une tension négative, ou tout au moins une tension nulle, doit agir sur le thyristor pendant un certain temps après l'arrêt du courant direct, afin que l'état bloqué du thyristor puisse se rétablir avant l'application de la tension directe.

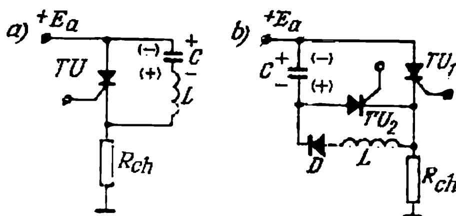


Fig. 6.46. Circuit de désamorçage d'un thyristor uniopérationnel par l'anode: *a*—pour une durée limitée du courant anodique; *b*—pour une durée illimitée du courant anodique

En tant qu'accumulateurs de l'énergie nécessaire pour créer un courant opposé et, dans le cas plus général, commutateurs de courant dans les appareils on utilise généralement des condensateurs en combinaison avec des inductances constituant des circuits oscillants *LC*.

L'une des variantes fréquentes de l'ensemble de commutation utilisant un circuit oscillant est montrée sur la figure 6.46,*a*. Le circuit oscillant est monté en parallèle avec le thyristor à bloquer *TU*.

Le condensateur *C* se charge depuis une source d'alimentation commune à travers l'inductance *L* et la résistance de charge R_{ch}, avec la polarité indiquée sur la figure 6.46,*a* sans parenthèses, dans l'intervalle de temps où le thyristor de service *TU* est bloqué. Après le déblocage du thyristor, il est parcouru en plus du courant du consommateur aussi par le courant de décharge du condensateur.

Le processus oscillatoire dans le circuit *LC* comprenant également R_{ch} provoque d'abord une recharge du condensateur (la polarité de la tension est indiquée entre parenthèses) et quand commence une nouvelle charge du condensateur le sens du courant dans le

circuit oscillant et dans le thyristor change. Le courant de décharge dans le thyristor est opposé au courant du consommateur et pour cette raison le courant résultant diminue.

Lorsque le courant opposé devient égal au courant direct, le courant résultant s'annule. La tension négative résiduelle aux bornes du condensateur C contribue au rétablissement rapide de l'état bloqué du thyristor après la cessation du courant.

Le temps pendant lequel dans le thyristor existe le courant anodique (et, par conséquent, le courant du consommateur) dans la version considérée du schéma est petit et dépend des paramètres du circuit LC car l'instant de déblocage du thyristor est déterminé par le courant de commande tandis que l'instant de blocage l'est par le courant opposé du circuit oscillant.

Un passage prolongé de ce courant est obtenu dans la variante du schéma de commutation indiquée sur la figure 6.46,*b*. En plus du circuit LC, ce montage comprend deux thyristors dont le principal TU_1 laisse passer le courant dans le circuit du consommateur et l'auxiliaire TU_2 joue le rôle d'élément commutateur. A l'état initial, la polarité de la tension aux bornes du condensateur est telle que l'indiquent les signes « + » et « — » sans parenthèses. Le passage du courant par le thyristor TU_1 et la résistance de charge R_{ch} commence dès le déblocage du thyristor TU_1 par une impulsion positive. Lorsque le thyristor est conducteur, le courant passe par la résistance de charge et, en même temps, le condensateur C se recharge à travers l'inductance L et la diode D. La polarité de la tension aux bornes du condensateur est indiquée entre parenthèses. Le commencement du blocage du thyristor TU_1 est déterminé par l'instant de déblocage du thyristor auxiliaire TU_2. Ce dernier laisse passer le courant de décharge du condensateur C par le thyristor TU_1 dans le sens opposé en réduisant le courant total au zéro. La nouvelle charge du condensateur C y rétablit la polarité initiale. La durée de passage du courant par la résistance de charge R_{ch} est déterminée dans ce cas par l'instant de déblocage du thyristor TU_2 choisi de façon indépendante.

Les ensembles de commutation du courant que nous venons d'examiner sont utilisés souvent dans les dispositifs à relais et les dispositifs de commutation de faible puissance.

c) *Circuits de commande des thyristors biopérationnels*

Les dispositifs à relais et ceux de commutation de courant sont considérablement simplifiés lorsqu'on utilise des thyristors biopérationnels au lieu des thyristors uniopérationnels. Le schéma de principe d'amorçage et de coupure d'un thyristor biopérationnel TB est indiqué sur la figure 6.47,*a*. Il comporte deux sources de commande indépendantes connectées au circuit de commande du thyristor par l'intermédiaire de la clé K.

Le thyristor *TB* est débloqué lorsqu'on injecte dans son circuit de commande une impulsion positive de courant (courant d'amorçage) $I_{com(+)}$ provenant de la source S_1. Le thyristor est bloqué lorsqu'on injecte dans le même circuit un courant négatif $I_{com(-)}$ provenant de la source S_2.

La valeur de la tension $U_{com(-)}$ pour laquelle on obtient le courant de coupure requis $I_{com(-)}$ se trouve dans la plage de dispersion des caractéristiques courant-tension laquelle est représentée,

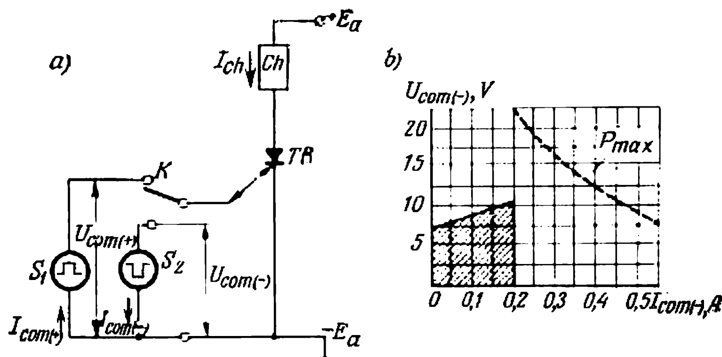


Fig. 6.47. Schéma de principe (*a*) et caractéristiques de commande (*b*) d'un thyristor biopérationnel

pour un certain type de thyristor biopérationnel, par l'aire hachurée de la figure 6.47,*b*. La dispersion des caractéristiques est conditionnée par la différence dans la géométrie et la réalisation des thyristors d'un même type ainsi que par l'influence de la température sur les caractéristiques. La figure 6.47,*b* montre aussi une courbe en pointillé dont le produit des coordonnées détermine les pertes limites de puissance dans les couches de commande du thyristor sans leur échauffement excessif.

Les schémas simples de commande des thyristors biopérationnels assez souvent utilisés sont indiqués sur la figure 6.48,*a*, *c* et *d*. Dans le premier de ces circuits, l'amorçage et le désamorçage du thyristor sont réalisés à l'aide des impulsions positives et négatives de commande obtenues par différentiation des flancs de l'impulsion d'entrée rectangulaire. Les paramètres des éléments du circuit d'entrée C_{ent} et R_{com} sont alors choisis de façon que les impulsions aient non seulement des amplitudes requises mais aussi une largeur suffisante. Ce schéma est simple, cependant il présente l'inconvénient de déterminer les instants de formation des impulsions de sortie (fig. 6.48,*b*) par la largeur de l'impulsion d'entrée. En outre il est assez difficile de choisir correctement les paramètres requis des éléments du circuit de commande,

Le schéma de la figure 6.48,*c* n'a pas de défauts mentionnés. Le circuit de commande est alimenté par deux sources différentes fournissant des impulsions négatives.

Lorsqu'on injecte une impulsion négative U_{ent1}, le courant de commande passe par les couches de commande p_2 et n_2 (voir les flèches continues) en débloquant le thyristor. Si l'on applique une

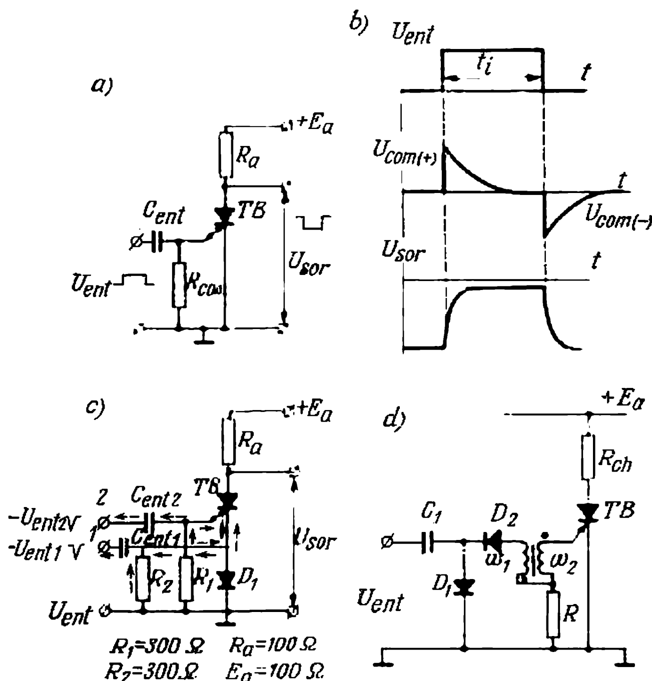


Fig. 6.48. Schémas pratiques de commande d'un thyristor biopérationnel: *a*—schéma avec différentiation de l'impulsion d'entrée; *b*—diagrammes des tensions d'entrée et de sortie; *c*—schéma à deux sources de commande séparées

impulsion négative U_{ent2}, le courant passe par les couches de commande en sens inverse (voir les flèches en pointillé). Cela provoque le blocage du thyristor.

La diode D_1 montée dans la cathode prévient le passage direct du courant depuis le pôle positif (mis à la terre) de la source de commande $+U_{ent}$ vers le pôle négatif en dérivation du circuit de commande.

La commande du thyristor biopérationnel peut être réalisée par des impulsions de polarité alternante qui arrivent d'une source commune par un transformateur intermédiaire (fig. 6.48,*d*) dont les enroulements primaire et secondaire ont une extrémité commune.

Ayant connecté le pôle commun des enroulements à travers la résistance R à la cathode du thyristor et l'autre extrémité de l'enroulement secondaire à l'électrode de commande, on obtient des impulsions de courant d'un sens lorsque le noyau du transformateur n'est pas saturé et de sens opposé lorsque le transformateur est saturé. La première impulsion d'entrée débloque le thyristor tandis que la deuxième impulsion le bloque.

§ 6.11. Emploi des tubes à gaz et des thyristors de faible puissance dans les systèmes à relais

Les relais de protection, les relais temporisés, les triggers, les multivibrateurs ainsi que toute une série d'éléments des calculatrices appartiennent au groupe de dispositifs à relais (de bascules).

Nous avons fait connaissance (chapitre III) des schémas de tels dispositifs réalisés avec des tubes à vide ou des transistors. Nous allons examiner maintenant les montages analogues utilisant des tubes à gaz de faible puissance et des thyristors avec lesquels on obtient des puissances et rendements élevés.

Les thyratrons à cathode chaude de faible puissance ne sont utilisés que dans les dispositifs où avec une faible tension des circuits de commande il faut assurer une stabilité de fonctionnement thermique et un contrôle visuel de l'état du circuit électrique.

Dans les systèmes à relais on utilise beaucoup plus fréquemment les thyratrons à décharge luminescente (à lueur) grâce à l'absence de circuit de chauffage, au rayonnement brillant et dirigé qui facilite le contrôle visuel de l'état des circuits et des appareils et enfin grâce aux faibles dimensions et au prix réduit de ces tubes.

Là où on n'a pas besoin d'un contrôle visuel on utilise largement les thyristors et ceci grâce à leur longue durée de service, à leurs fiabilité et dimensions réduites. Les thyristors biopérationnels permettent de construire des systèmes à relais très efficaces. Nous décrivons les schémas des éléments types des dispositifs dans l'ordre déterminé par la fréquence d'emploi dans les circuits à relais et de commutation de faible puissance.

a) Relais temporisés

La figure 6.49,*a* représente un schéma simple d'un relais temporisé utilisant un thyratron à cathode chaude *TC*.

Le relais est destiné à mettre en jeu le circuit de sortie (de commande) après un retard requis. Ce retard est réglé à l'aide d'une résistance réglable R_g dans l'élément monté dans le circuit de grille du thyratron *TC*.

L'alimentation du circuit d'anode et du circuit de grille du thyratron est réalisée à partir d'un réseau à tension alternative U_1

par l'intermédiaire d'une résistance R_2. Le circuit anodique avec un relais électromagnétique R à contacts normalement fermés est monté parallèlement à la résistance R_2 et le circuit de grille en série avec R_2.

Lorsque la clé de démarrage K est ouverte (le rôle de cette clé est généralement joué par un contact de verrouillage de l'un des éléments du dispositif), le condensateur C monté dans le circuit de grille se charge par le courant de grille durant les alternances

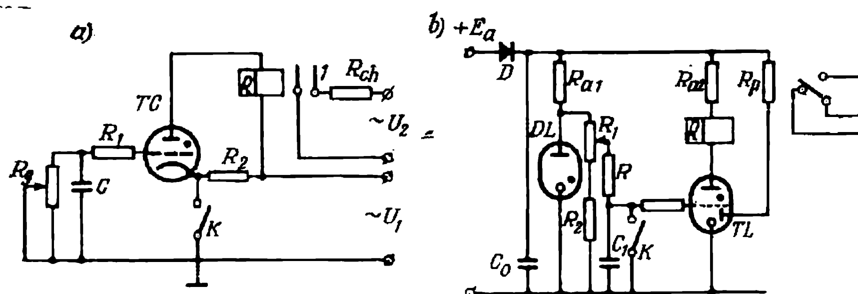


Fig. 6.49. Schémas des relais temporisés:
a—à thyratron à cathode chaude; *b*—à thyratron à décharge luminescente

positives où une décharge à lueur existe entre la grille et la cathode. En même temps, une décharge apparaît entre l'anode et la cathode.

Lorsqu'on ferme la clé de démarrage K (ce qui détermine l'instant de démarrage), l'alimentation du circuit de grille est coupée et le potentiel négatif fourni par le condensateur C à la grille bloque le thyratron. Ce dernier reste bloqué jusqu'à l'instant où la décharge du condensateur à travers la résistance R_g diminue la tension négative de grille de façon que le thyratron devient de nouveau conducteur. Le courant anodique passant par le thyratron excite le relais électromagnétique dont les contacts qui s'ouvrent coupent le circuit de commande.

Une autre variante du schéma d'un relais temporisé utilisant des thyratrons à décharge luminescente est indiquée sur la figure 6.49,*b*. Les fonctions de la partie gauche du montage (par rapport au condensateur C_1) consistent à stabiliser la tension appliquée au condensateur C_1. Les fonctions de la partie droite du schéma se réduisent au déblocage, après un retard préréglé, du thyratron à décharge luminescente TL et à l'excitation du relais électromagnétique R connecté en série avec le thyratron.

Les éléments du premier étage de l'ensemble stabilisateur sont le condensateur C_0 et la diode semi-conductrice D et les éléments du second étage sont la diode à décharge luminescente DL et un groupe de résistances R_{a1}, R_1, R_2 et R.

La commande de départ est donnée par la clé.

Lorsque la clé K est fermée, le condensateur C_1 est déchargé et le thyratron TL est bloqué. Quand on ouvre la clé (instant de départ) le condensateur C_1 commence à se charger et, lorsque la tension à ses bornes (et donc à la grille de commande) atteint une valeur pour laquelle le thyratron se débloque, ce dernier est parcouru par un courant qui enclenche le relais électromagnétique R et met en service le circuit de commande.

b) *Triggers*

Le schéma d'un trigger utilisant des thyratrons à décharge luminescente avec entrées séparées est représenté par la figure 6.50,*a*.

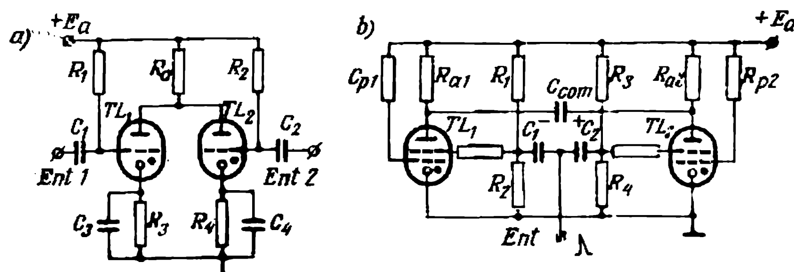


Fig. 6.50. Schémas des triggers réalisés avec des thyratrons à décharge luminescente :

a—à entrées séparées ; *b*—à entrée commune

Les thyratrons sont reliés à la source d'alimentation par une résistance d'anode commune R_a. Lorsque le thyratron TL_1 est conducteur, le potentiel de son anode a pour expression :

$$U_{a1}=\frac{E_a-U_{en}}{R_a+R_3}R_3+U_{en}=U_{C_3}+U_{en}, \qquad (6.22)$$

où U_{en} est la tension d'entretien de la décharge.

Le premier terme U_{C_3} détermine la tension aux bornes du condensateur C_3 placé dans le circuit cathodique du thyratron TL_1. L'application d'une impulsion positive à l'entrée *2* du thyratron TL_2 y déclenche une décharge car le potentiel de son anode $U_{a2}=$ $=U_{a1}$ et le potentiel de la cathode est proche de zéro, puisque le condensateur C_4 est déchargé.

A l'instant du déblocage du thyratron TL_2, la décharge dans le thyratron TL_1 cesse car la différence de potentiel entre son anode et sa cathode

$$U'_{a1}=E_a-\frac{E_a-U_{en}}{R_a+R_4}R_a-U_{C_3} \qquad (6.23)$$

est inférieure à la tension d'entretien de la décharge U_{en} tant que le condensateur C_3 garde sa tension.

Lorsque le thyratron TL_2 est conducteur ce qui correspond au deuxième état stable du trigger, le condensateur C_4 se charge et le condensateur C_3 se décharge. Ainsi est préparé le retour du trigger à son état initial stable.

Le schéma du trigger à entrée de comptage commune est indiqué sur la figure 6.50,*b*. Sur l'entrée commune est appliquée une série d'impulsions positives. Chaque impulsion opère le basculement du montage en lui faisant prendre alternativement l'un des états stables.

Le déblocage successif (l'établissement de la décharge) des thyratrons est réalisé à l'aide d'un condensateur de commutation

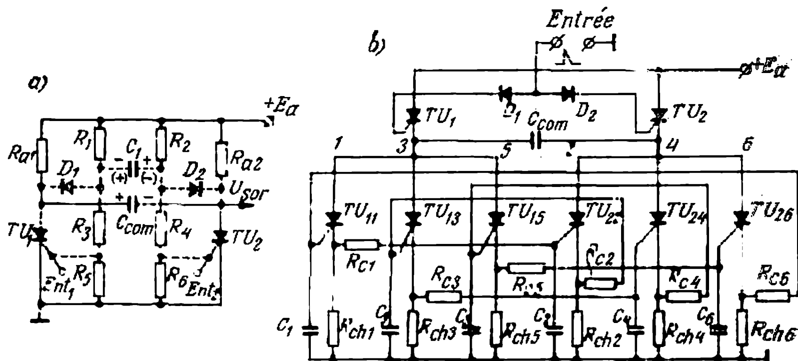


Fig. 6.51. Schémas des triggers à thyristors uniopérationnels: *a*—à deux positions; *b*—à positions multiples

C_{com}. Le condensateur se charge à travers le thyratron conducteur. La polarité de la tension aux bornes du condensateur chargé est telle que lors de sa décharge le courant passe par le thyratron à débloquer dans le sens direct et dans le thyratron à bloquer dans le sens opposé. Il se forme alors un circuit de commutation comprenant les deux thyratrons et le condensateur C_{com}.

Dans le schéma considéré sont utilisés des thyratrons à deux grilles (thyratrons tétrodes) afin d'augmenter la précision de fonctionnement du trigger en utilisant la méthode de commande électrostatique.

Les courants dans les décharges préparatoires maintenues par les grilles inférieures des tétrodes sont limités par les résistances R_{p1} et R_{p2}. La tension de polarisation des grilles de commande des tétrodes est obtenue à l'aide des diviseurs de tension R_1R_2 et R_3R_4.

Un trigger utilisant des thyristors assure des courants de sortie plus forts pour des tensions plus élevées. Le schéma d'un tel dispositif à entrées séparées Ent_1 et Ent_2 est indiqué sur la figure 6.51,*a*. Il comprend des thyristors uniopérationnels TU_1 et TU_2, des résis-

tances d'anode R_{a1} et R_{a2} ainsi qu'un condensateur de commutation commun C_{com}. A l'arrivée d'une impulsion de déclenchement le thyristor attaqué se débloque. Le courant de décharge du condensateur de commutation C_{com} et la tension résiduelle négative à ses bornes assurent le blocage de l'autre thyristor.

Les impulsions de sortie peuvent être prélevées sur l'un des thyristors ou sur les deux.

Lorsqu'on introduit dans le montage des éléments complémentaires (leur connexion est indiquée en pointillé), le trigger se transforme en un multivibrateur fonctionnant en régime d'autoexcitation (ce régime est décrit au point « c » du présent paragraphe).

Dans certains domaines de l'électronique industrielle on emploie aussi des triggers à positions multiples. Dans de tels triggers, à n impulsions d'entrée correspondent n états stables et la production de n impulsions dans les canaux de sortie.

Le schéma d'un trigger à positions multiples est indiqué sur la figure 6.51,*b*. L'ordre de fonctionnement est fixé par deux thyristors uniopérationnels TU_1 et TU_2 (en haut du schéma) connectés directement à la barre d'alimentation (thyristors pilotes ou menants). Leurs circuits de commande sont connectés, par l'entrée commune et les diodes séparatrices D_1 et D_2, à la source de commande. A chaque thyristor pilote sont connectés les thyristors secondaires (menés) en nombre égal (dans le schéma examiné ce nombre est égal à 3). Les thyristors secondaires sont commandés par les courants de décharge des condensateurs connectés parallèlement à leurs circuits de commande.

Le déblocage successif des thyristors menants est assuré, comme dans un trigger à deux positions, à l'aide d'un condensateur de commutation C_{com}. Chaque impulsion d'entrée appliquée sur l'entrée commune des circuits de commande des thyristors menants TU_1 et TU_2 provoque leur basculement.

Si, à un intervalle de temps donné, l'un des thyristors menants, par exemple TU_1, est conducteur, seul l'un de ses thyristors pilotés, par exemple TU_{11}, peut être conducteur. Un même courant passe par les thyristors pilotés et le thyristor menant. Lorsqu'une nouvelle impulsion d'entrée débloque le thyristor TU_2 et bloque le thyristor TU_1, simultanément avec le thyristor TU_2 peut être débloqué seulement celui parmi ses thyristors pilotés dont le condensateur dans le circuit de commande est chargé. Dans le montage considéré, c'est le thyristor TU_{22} car seul son condensateur de commande C_2 est chargé jusqu'à la tension totale égale à la chute de tension dans la résistance cathodique R_{ch1}. C'est par cette résistance que passait le courant durant l'intervalle de temps précédent. Les autres condensateurs de commande arrivent à se décharger vers cet instant dans les résistances cathodiques auxquelles ils sont liés.

Chaque déblocage et blocage d'un thyristor est suivi de la formation dans son canal d'une impulsion de sortie envoyée dans le circuit extérieur. La fréquence de fonctionnement des thyristors menants est $\frac{n}{2}$ fois plus grande que celle des thyristors pilotés.

c) *Multivibrateurs et univibrateurs*

Le schéma type d'un multivibrateur utilisant des thyratrons à décharge luminescente est indiqué sur la figure 6.52,*a*.

Lorsque le thyratron TL_1 est conducteur il est parcouru, ainsi que la résistance R_1, par le courant de charge du condensateur C_1 à polarité indiquée sur la figure.

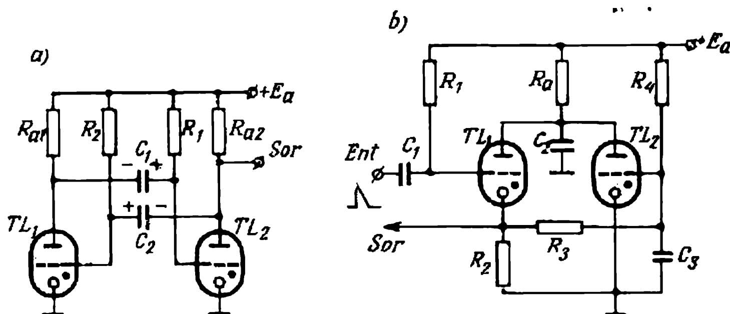


Fig. 6.52. Schémas d'un multivibrateur (*a*) et d'un univibrateur (*b*) réalisés avec des thyratrons à décharge luminescente

Au cours de l'accroissement de la tension aux bornes du condensateur C_1 et en même temps à la grille du thyratron TL_2, elle atteint une valeur pour laquelle ce dernier devient conducteur.

Après son déblocage, le condensateur C_1 commence à se décharger à travers le circuit de grille du thyratron TL_2 et à travers le circuit anodique du thyratron TL_1 dans le sens opposé. Cela provoque le blocage du thyratron TL_1 et le rétablissement de ses propriétés d'arrêt.

De façon analogue se déroule l'étape suivante où le thyratron TL_2 se bloque et le thyratron TL_1 devient conducteur grâce à la décharge du condensateur C_2 qui a été préalablement chargé à travers la résistance R_2.

Les paramètres des circuits temporisateurs qui comprennent R_1 et C_1 ainsi que R_2 et C_2 sont choisis en fonction de la durée requise des impulsions de sortie et des intervalles qui les séparent.

Le schéma d'un univibrateur utilisant des thyratrons à décharge luminescente est indiqué sur la figure 6.52,*b*.

L'impulsion de commande est introduite dans le circuit de grille du thyratron TL_1 et l'impulsion de sortie est prélevée sur la résistance cathodique R_2 du même thyratron.

A l'état initial, les deux thyratrons TL_1 et TL_2 sont bloqués car les tensions de grilles y sont insuffisantes pour l'amorçage de la décharge préparatoire. Dans le thyratron TL_1 ceci est dû au potentiel relativement élevé de la cathode déterminé par la chute de tension dans la résistance R_2 sous l'effet du courant traversant R_4, R_3 et R_2. Quant au thyratron TL_2, son potentiel de grille est déterminé par celui aux bornes du condensateur C_3 lequel est chargé à sa tension minimale. Avec l'apparition d'une impulsion positive d'entrée, le thyratron TL_1 se débloque et le courant qui passe par la résistance cathodique R_2 augmente jusqu'à la valeur:

$$I_a \approx \frac{E_a - U_{en}}{R_a + R_2} . \tag{6.24}$$

La chute de tension dans R_2 augmente et, pour cette raison, le condensateur C_3 reçoit une charge complémentaire. La constante de temps dans le circuit de charge $[(R_2 + R_3) \parallel R_4] C_3$ est choisie de façon qu'au bout d'un certain intervalle de temps la tension aux bornes du condensateur C_3 soit suffisante pour assurer le déblocage du thyratron TL_2. Avec le déblocage du thyratron TL_2 la décharge dans le thyratron TL_1 s'éteint car, pour une résistance anodique commune et un potentiel commun des deux thyratrons, le potentiel d'anode du thyratron TL_1 baisse par rapport au potentiel de sa cathode.

Avec l'extinction de la décharge dans le thyratron TL_1 s'achève la formation de l'impulsion de sortie dans l'univibrateur à l'aide duquel est créé le retard requis.

Au bout d'un certain temps après le blocage du thyratron TL_1 le montage univibrateur revient à l'état initial. Ce temps est déterminé par la décharge du condensateur C_3 jusqu'à un niveau minimal de la tension.

Le condensateur C_2 mis en parallèle avec la source d'alimentation augmente la stabilité de la tension d'alimentation ce qui améliore la précision de l'intervalle de temps de retard.

Les multivibrateurs utilisant des thyristors sont aussi très répandus. Le schéma type d'un tel multivibrateur a été indiqué sur la figure 6.51,*a* comme le développement du schéma d'un trigger. Lorsque le multivibrateur utilise ce montage, les circuits de commande des thyristors sont alimentés non pas par les entrées extérieures Ent_1 et Ent_2 mais depuis les circuits intérieurs à travers les diviseurs de tension qui comportent les résistances R_1, R_3 et R_5 pour un thyristor et R_2, R_4 et R_6 pour l'autre. Le montage du multivibrateur comprend également les diodes D_1, D_2 et le condensateur C_1.

La largeur des impulsions alternantes obtenues à la sortie du multivibrateur et, par conséquent, la largeur des intervalles entre les impulsions sont déterminées par les circuits temporisateurs qui sont constitués par le condensateur commun C_1 et la résistance R_2 avec la diode D_1 dans une moitié du montage et la diode D_2 avec la résistance R_1 dans l'autre.

Lorsque dans le multivibrateur le thyristor TU_1 est débloqué, le condensateur C_1 se charge à travers la résistance R_2, la diode D_1

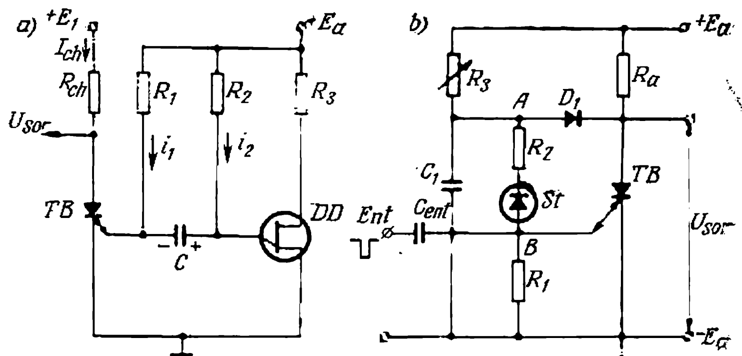


Fig. 6.53. Schémas d'un multivibrateur (*a*) et d'un univibrateur (*b*) à thyristors biopérationnels

et le thyristor conducteur. La polarité de charge est indiquée par les signes « + » et « — » sans parenthèses au-dessus du condensateur. Par le circuit diviseur R_2-R_4-R_6 et le circuit de commande du thyristor bloqué TU_2 passe un faible courant insuffisant pour débloquer le thyristor vu la forte chute de tension dans la résistance R_2 créée par le courant de charge. Au fur et à mesure que le courant de charge passant par la résistance R_2 diminue, la tension dans le circuit de commande du thyristor TU_2 et le courant augmentent. Il arrive donc un instant où le thyristor TU_2 se débloque et le condensateur de commutation C_{com} fait passer rapidement le courant du thyristor TU_1 au thyristor TU_2.

Après le déblocage du thyristor TU_2 le condensateur C_1 se décharge d'abord et ensuite se recharge (c'est-à-dire la polarité de la tension à ses bornes devient opposée à la polarité initiale) ; les signes « + » et « — » sont indiqués entre parenthèses. De cette façon est préparée l'étape suivante de commutation des thyristors dans le multivibrateur où le thyristor TU_1 est de nouveau débloqué et le thyristor TU_2 est bloqué. Le multivibrateur peut être réalisé avec un seul thyristor biopérationnel combiné avec une diode à deux bases. Le schéma d'un tel multivibrateur est indiqué sur la figure 6.53,*a*. Le circuit de commande du thyristor biopérationnel *TB* est lié à

l'émetteur de la diode à deux bases *DD* par l'intermédiaire du condensateur *C*. La durée de la charge et celle de la décharge de ce condensateur déterminent les durées pendant lesquelles le thyristor *TB* se trouve à l'état conducteur et à l'état bloqué. Ainsi est déterminée la durée de l'impulsion de courant (de tension) de sortie et la durée de l'intervalle entre ces impulsions.

La résistance de charge par laquelle passent les impulsions périodiques de courant est placée dans le circuit anodique du thyristor.

Le thyristor *TB* est débloqué lorsque dans son circuit de commande est injecté un courant positif qui est la somme du courant de charge i_2 du condensateur *C* passant de la source E_a par la résistance R_2 et du courant i_1 passant directement par la résistance R_1.

Le thyristor *TB* reste conducteur tant que la tension aux bornes du condensateur *C* qui se charge (la polarité est indiquée sur le dessin) n'atteint pas une valeur pour laquelle se débloque le circuit d'émetteur de la diode à deux bases (valeur $U_{e\ max}$ à laquelle correspond le point *A* sur la caractéristique de la figure 6.44,*c*). Quand la diode à deux bases se débloque, le condensateur *C* commence à se décharger et le courant dans le circuit de commande du thyristor, qui a changé de sens, passe par le circuit d'émetteur de la diode à deux bases *DD*. Le thyristor *TB* se bloque alors rapidement. Avec le blocage du thyristor, le courant dans la résistance de charge R_{ch} disparaît et une impulsion positive de tension apparaît dans le circuit de sortie du thyristor.

La décharge du condensateur *C* et sa recharge par la résistance R_1 continuent même après le blocage du thyristor *TB*. Par le circuit d'émetteur de la diode à deux bases *DD* passe également le courant i_2 qui circule dans la résistance R_2.

Le passage du courant par le circuit d'émetteur de la diode à deux bases *DD* (passage qui détermine la durée de l'intervalle entre les impulsions) continue jusqu'au moment où la tension aux bornes du condensateur atteint sa valeur minimale déterminée par le point *S* sur la caractéristique courant-tension de la diode à deux bases (voir fig. 6.44,*c*). Le minimum de tension passé, le courant dans le circuit d'émetteur de la diode tombe par bond jusqu'à zéro et la diode *DD* se bloque.

A partir de cet instant recommence le passage des courants i_1 et i_2 par le circuit de commande, ce qui provoque le déblocage du thyristor *TB*. Avec son déblocage, l'impulsion de tension de sortie tombe à zéro.

Les impulsions de tension de sortie peuvent être prélevées également sur la résistance placée dans le circuit de la base inférieure de la diode *DD*.

Le montage univibrateur peut également être réalisé avec un seul thyristor biopérationnel. Le schéma d'un tel montage est indiqué sur la figure 6.53,*b*. A l'état initial, le thyristor biopérationnel *TB*

est conducteur car par son circuit de commande, depuis le conducteur C_1 par le diviseur de tension R_1, R_2 et la diode stabilisatrice de tension St, passe un courant d'amorçage d'intensité suffisante. Tant que le thyristor TB est conducteur, la tension de sortie à ses bornes est voisine de zéro. Le condensateur C_1 se décharge alors. Avec l'apparition d'une impulsion négative de tension d'entrée, le thyristor TB se bloque. En même temps est bloquée la diode D_1. Cela permet au condensateur C_1 d'être chargé à travers la résistance R_3. La constante de temps dans le circuit de charge est C_1R_3. Lorsque la tension aux bornes du condensateur atteint la valeur de la tension de stabilisation, le thyristor TB se débloque de nouveau. Le temps qu'il faut à la tension aux bornes du condensateur pour atteindre la valeur requise détermine le retard de l'impulsion de sortie par rapport à l'impulsion d'entrée.

d) Circuits annulaires de comptage et de distribution

Les fonctions d'un compteur en anneau se ramènent à l'obtention à sa sortie d'un nombre d'impulsions de sortie n fois inférieur au nombre d'impulsions d'entrée. Le nombre n est appelé *coefficient de comptage*. Dans le système de calcul décimal ce coefficient est égal à 10.

Les fonctions d'un distributeur en anneau se ramènent à la formation, dans l'ordre déterminé, pour chaque impulsion d'entrée d'une impulsion de sortie dans l'un de ses n éléments. La différence entre l'organisation d'un compteur en anneau et d'un distributeur réside surtout dans le nombre de sorties extérieures. Le compteur en anneau comporte une seule sortie extérieure tandis que le distributeur en comporte n.

Examinons le schéma et le fonctionnement d'un compteur en anneau réalisé avec des thyratrons à décharge luminescente, ainsi que le schéma et le fonctionnement d'un distributeur utilisant des thyristors biopérationnels.

Le schéma d'un compteur en anneau à décades est indiqué sur la figure 6.54 (sur le dessin sont représentés seulement ses trois éléments). Tous les éléments sont de même type et chacun comporte un circuit d'entrée comprenant un thyratron à décharge luminescente TL (tétrode), ses résistances d'anode R_a et de cathode R_k ainsi que les circuits de commande. La grille de commande de chaque thyratron est reliée à un diviseur de tension à résistances et capacité comprenant les résistances R_1 et R_{g2} et le condensateur C_1. Ce condensateur maintient à la grille la tension de polarisation provenant de la source E_p et laisse passer vers la grille l'impulsion de tension d'entrée e_{st}. Les grilles inférieures de tétrodes qui maintiennent la décharge préparatoire sont reliées, par la résistance de limitation R_{g1}, à une source de tension séparée $E_{\text{prép}}$.

Lorsque le compteur en anneau fonctionne normalement, chaque impulsion d'entrée débloque le tube dans l'élément suivant et bloque celui de l'élément précédent. Les tubes sont débloqués et bloqués dans un ordre précis. Une nouvelle impulsion d'entrée ne peut débloquer que le thyratron qui suit immédiatement le thyratron débloqué à l'intervalle précédent. Si, par exemple, à l'intervalle de temps précédent était débloqué le thyratron TL_1, la diode D_1, qui relie ce thyratron au circuit de commande du thyratron TL_2,

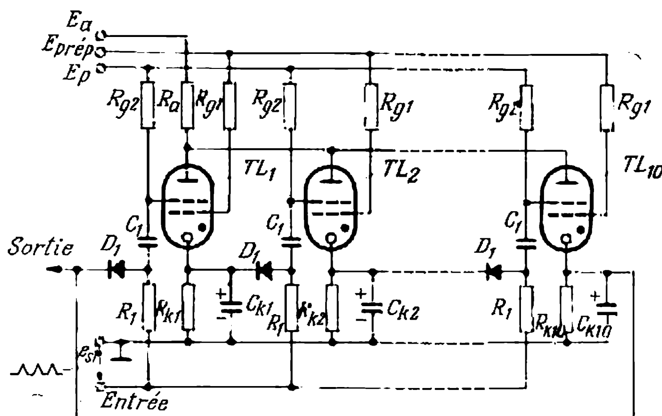


Fig. 6.54. Schéma d'un compteur en anneau à thyratrons à décharge luminescente

est bloquée par la tension aux bornes de la résistance cathodique R_{k1} et du condensateur C_{k1} qui la shunte. L'impulsion de tension positive d'entrée, sans passer par la diode D_1, arrive à la grille du thyratron TL_2 et le débloque. Aux bornes des condensateurs dans les circuits cathodiques des autres thyratrons la tension est absente. Pour cette raison, toutes les autres diodes D_1 sont débloquées et shuntent le circuit d'entrée ne permettant pas aux signaux d'entrée de parvenir aux grilles de commande. Après l'amorçage d'un thyratron, le circuit de commande du thyratron suivant est préparé pour le déblocage. Après le déblocage d'un thyratron, la décharge est éteinte dans le thyratron précédent. L'extinction a lieu grâce au fait que le potentiel d'anode de tous les thyratrons est le même tandis que le potentiel de la cathode du thyratron entrant en jeu est inférieur à celui de la cathode du thyratron précédent tant que le condensateur dans le circuit cathodique de ce dernier n'est pas déchargé. Après le parcours par la décharge de $n - 1$ éléments de l'anneau, une impulsion de comptage apparaît à la sortie du dernier élément.

La figure 6.55 schématise un distributeur en anneau équipé de deux thyristors biopérationnels. Ses éléments laissent passer le courant à tour de rôle par les résistances de charge R_{ch} insérées dans leurs circuits (dans le montage considéré ces résistances sont des lampes à incandescence).

La mise en jeu de tous les canaux tour à tour avec débranchement simultané du canal qui était conducteur à l'instant précédent est

Fig. 6.55. Schéma d'un distributeur en anneau à deux thyristors biopérationnels

assurée par couplage de l'anode de chaque thyristor à l'aide du circuit R_2C_2 au circuit de commande (d'amorçage) du thyristor suivant et, à l'aide du circuit R_1C_1 et de la diode D_1, au circuit de commande (de désamorçage) du thyristor précédent. L'impulsion d'entrée (d'amorçage) passe par celui des condensateurs C_2 qui est déchargé et le seul condensateur déchargé se trouve dans le circuit de commande du thyristor qui suit immédiatement le thyristor conducteur. Par conséquent, si durant l'intervalle de temps précédent le thyristor TB_1 était débloqué, le condensateur C_2 dans le circuit de commande du thyristor TB_2 est déchargé et une nouvelle impulsion de courant d'entrée i_{ent} va débloquer ce thyristor TB_2.

Après le déblocage du thyristor TB_2 s'établit le circuit de décharge du condensateur C_1 qui a été précédemment chargé à travers la résistance de charge R_{ch} et la résistance R_3. Lors de la décharge de ce condensateur le courant passe par le thyristor débloqué dans le circuit cathodique et le circuit de commande du thyristor précédent par la diode D_1 et la résistance R_1. Ce courant assure le désamorçage du thyristor précédent et, donc, son blocage. Avec le déblocage et le blocage alternants des thyristors les lampes dans les éléments du distributeur sont allumées à tour de rôle.

La clé K et le circuit R_0C_0 ne sont utilisés que dans le premier élément du distributeur pour assurer le démarrage initial du montage.

§ 6.12. Emploi des thyristors et des thyratrons dans les dispositifs de commutation de faible puissance et dans les générateurs

Les dispositifs électroniques de commutation les plus simples sont : 1) les clés (les interrupteurs) destinées à établir, à interrompre et à commuter les circuits électriques, 2) les modulateurs et les démodulateurs à l'aide desquels on peut faire varier les relations de temps entre la grandeur de sortie et celle d'entrée.

On peut classer parmi les modulateurs, pris au sens général, les convertisseurs dans lesquels le courant continu est transformé en courant alternatif à l'aide des appareils de commutation.

Après l'examen des appareils de commutation et des modulateurs qui transforment le courant continu en impulsions périodiques de haute ou de basse tension nous décrirons aussi deux types de convertisseurs (générateurs) de faible puissance dans lesquels sont utilisés des thyristors biopérationnels.

Les puissants modulateurs de haute tension sont construits actuellement avec des thyratrons impulsionnels à hydrogène à cathode chaude qui assurent une haute fréquence et une forme sensiblement rectangulaire des impulsions de sortie. Ils présentent également l'avantage d'avoir une haute stabilité thermique.

a) *Interrupteurs sans contact à courant continu*

Les schémas les plus simples des interrupteurs à courant continu équipés de thyristors biopérationnels sont indiqués sur la figure 6.56. L'amorçage d'un thyristor biopérationnel *TB* dans le pre-

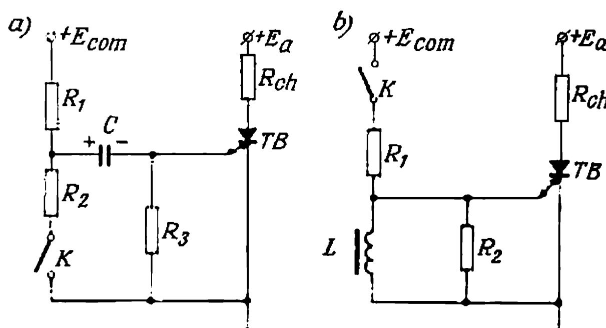


Fig. 6.56. Circuits de commutation à thyristor biopérationnel : *a*—à condensateur ; *b*—à inductance

mier schéma est assuré lorsque le circuit de commande se trouve relié à une source de tension E_{com}. En passant par le circuit, le courant de commande charge le condensateur *C* dont la tension est

utilisée pour le désamorçage ultérieur du thyristor. Le désamorçage se produit lorsque la clé K (dont le rôle est souvent joué par un contact de verrouillage dans l'un des éléments du dispositif) est fermée. La valeur maximale du courant coupé est limitée par la capacité de charge du thyristor biopérationnel.

Dans le schéma de la figure 6.56,*b*, le thyristor *TB* est débloqué en cas de la fermeture de la clé K (ou d'un contact de verrouillage).

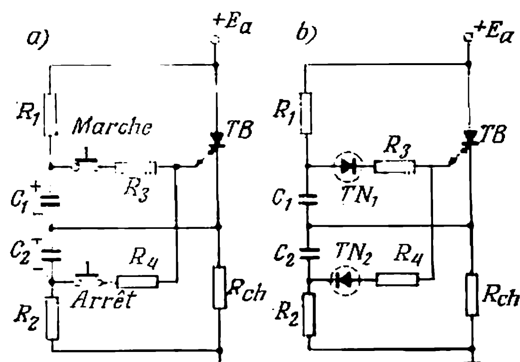


Fig. 6.57. Circuits de commande à thyristor biopérationnel:
a—à deux clés; *b*—automatique

La coupure du courant se fait automatiquement après l'ouverture de la clé K grâce à l'apparition dans le circuit de commande du thyristor d'un courant de désamorçage créé par l'énergie magnétique décroissante, accumulée précédemment dans le champ magnétique de la bobine d'inductance L.

Le schéma de la figure 6.57,*a* montre l'établissement et la coupure du courant de charge à l'aide de deux clés de commande. Le circuit de puissance et le circuit de commande sont alimentés sous la tension E_a. Les condensateurs C_1 et C_2 sont utilisés comme accumulateurs d'énergie servant à préparer le circuit de commande au fonctionnement indépendamment des fluctuations possibles de la tension dans le circuit d'alimentation.

Lorsqu'il faut assurer un désamorçage automatique et un réamorçage du thyristor (pour protéger le récepteur contre les baisses de tension au-dessous des valeurs admissibles ainsi que contre les surintensités), les clés de commande sont remplacées par des thyristors non commandés comme il est indiqué à la figure 6.57,*b*. Le thyristor non commandé TN_1 est débloqué et laisse passer le courant d'amorçage du thyristor *TB* seulement lorsque la tension dans le circuit dépasse la valeur minimale admissible. L'autre thyristor non commandé TN_2 se débloque et assure le blocage du thyristor *TB* lorsqu'aux bornes de la résistance de charge apparaît

une tension dépassant la valeur admissible par suite des surintensités.

Le circuit de commande d'un thyristor biopérationnel sans accumulateurs d'énergie est indiqué sur la figure 6.58.

La résistance de charge dans ce circuit est placée dans le circuit de cathode. Pour cette raison, après l'amorçage du thyristor *TB* par une impulsion positive, lorsque le courant apparaît dans la résistance de charge R_{ch}, le potentiel de cathode du thyristor s'approche du potentiel du pôle positif de la source d'alimentation (moins la valeur de la chute de tension dans le thyristor). Alors pour désamorcer le thyristor *TB* il suffit de fermer la clé de commande *K* pour que dans le circuit de commande du thyristor s'établisse le courant de désamorçage.

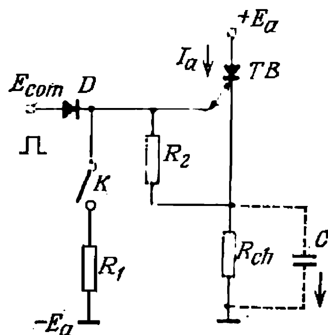


Fig. 6.58. Circuit de commande d'un thyristor biopérationnel sans accumulateur d'énergie

Le condensateur *C* est utilisé seulement pour de grandes valeurs de R_{ch} et de faibles valeurs de la capacité propre et de l'inductance de la charge afin de maintenir dans le circuit de commande le courant de désamorçage après le commencement du blocage.

Le schéma examiné, qui est un schéma de principe, est réalisé dans les dispositifs où le rôle de la clé *K* est joué par un élément automatique du dispositif.

Il est largement utilisé dans les dispositifs de commutation, car, en plus de la simplicité et du prix peu élevé de ses éléments, il présente l'avantage d'un fonctionnement rapide.

b) *Modulateurs*

Le genre de modulation utilisé le plus largement dans les dispositifs d'électronique industrielle est la transformation du courant continu en une série d'impulsions rectangulaires ou d'une autre forme avec durée et rapport période-durée d'impulsion fixes ou réglables.

Une variante simplifiée du schéma du modulateur à thyristor biopérationnel est indiquée sur la figure 6.59,*a*.

Lors de l'introduction dans son circuit de commande des impulsions positives et négatives, le thyristor biopérationnel *TB* ferme et ouvre périodiquement le circuit de charge en formant des impulsions de courant de durée et de rapport période-durée requis. L'établissement dans le circuit de commande d'un courant de valeur requise pour complètement débloquer le thyristor a lieu après la

saturation du noyau du transformateur *Tr* par le courant d'aimantation. En régime de saturation, l'inductance de l'enroulement primaire du transformateur devient presque nulle. L'enroulement secondaire du transformateur monté en série dans le circuit de charge joue le rôle d'élément de réaction positive durant la période de déblocage du thyristor. Grâce à une telle réaction, le processus transitoire de déblocage est considérablement accéléré.

Après le déblocage complet du thyristor et l'apparition à la cathode d'un potentiel dépassant celui de l'armature supérieure

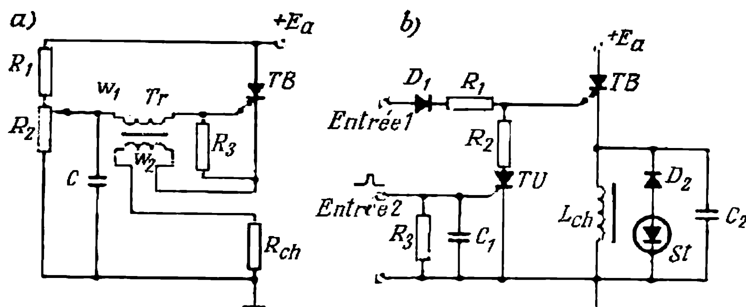


Fig. 6.59. Schémas d'un modulateur à impulsions (*a*) et d'un vibreur électromagnétique (*b*) à thyristor biopérationnel

du condensateur, un courant de sens inverse apparaît dans le circuit de commande. C'est un courant de coupure. La résistance R_3 introduite dans le montage stabilise le régime de fonctionnement du circuit de commande. La réaction positive contribue également à une coupure rapide.

La montée et la descente rapides de l'impulsion du courant permettent une haute fréquence de fonctionnement du modulateur et assurent une forme presque rectangulaire de l'impulsion de sortie.

Le vibreur électromagnétique dont le schéma est indiqué sur la figure 6.59,*b* fonctionne également en un régime proche de celui d'un modulateur. De tels vibreurs sont utilisés pour augmenter la densité des milieux visqueux ainsi que sur les bancs d'essai pour contrôler les pièces à la résistance aux vibrations et aux chocs.

L'électroaimant du vibreur L_{ch} est alimenté à travers un thyristor biopérationnel *TB*. L'accroissement rapide du courant dans l'électroaimant est assuré grâce à une valeur élevée de la tension d'alimentation. La diminution rapide du courant est obtenue à l'aide d'un circuit de shuntage de l'électroaimant comprenant la diode stabilisatrice de tension *St* et la diode D_2.

Le thyristor est débloqué par une impulsion de courant appliquée à l'entrée *1* à travers la diode D_1 et la résistance R_1. Pour que l'impulsion du courant de commande qui débloque l'appareil ne soit

pas affaiblie par la grande inductance L_{ch} de l'électroaimant du vibreur celui-ci est shunté par le condensateur C_2.

Après le déblocage du thyristor *TB*, le courant dans l'électroaimant L_{ch} croît rapidement, ce qui fait que le potentiel de cathode du thyristor *TB* s'approche de $+E_a$. Sous l'action de la différence de potentiel qui existe entre la cathode et la terre, le thyristor uniopérationnel *TU* étant débloqué, un courant de coupure apparaît dans le circuit de commande du thyristor *TB*. Ce dernier est alors bloqué et le courant de l'électroaimant diminue rapidement grâce

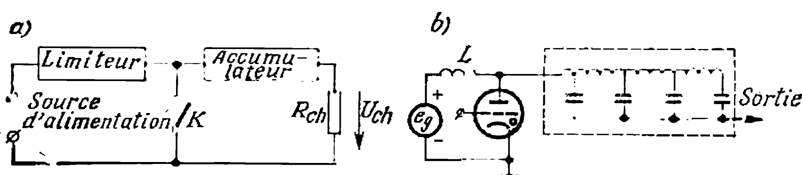


Fig. 6.60. Modulateur à impulsions de haute tension:
a—schéma fonctionnel; *b*—montage à thyratron à hydrogène et à accumulateur d'énergie à inductances et capacités

à l'existence du circuit de shuntage. La présence dans ce circuit de la diode stabilisatrice de tension prévient l'apparition des surtensions considérables aux bornes de l'électroaimant.

Les schémas des modulateurs à haute tension largement utilisés dans les émetteurs de radars modernes sont bien différents. On a besoin d'y former des impulsions puissantes de haute tension, de très faible durée (quelques microsecondes) et de grands rapports période-durée (de l'ordre de quelques centaines et même plus).

Le schéma fonctionnel d'un tel modulateur est indiqué sur la figure 6.60,*a*. Un puissant accumulateur d'énergie est chargé pendant l'intervalle entre les impulsions depuis une source d'alimentation relativement faible. Un tel accumulateur d'énergie comprenant généralement des condensateurs et des inductances peut fournir au circuit de charge une forte puissance pendant les impulsions (puissance de crête). Ceci a lieu lorsqu'on ferme la clé *K*. Le schéma électrique du modulateur est indiqué sur la figure 6.60,*b*. Le rôle de l'élément modulateur (de la clé *K*) est joué par un thyratron à hydrogène à cathode chaude. En plus des tensions directes et inverses élevées qu'il peut supporter et sa grande capacité de débit en impulsions de courant (mesurée par centaines et milliers d'ampères), il présente encore l'avantage que la décharge s'y développe rapidement et que l'état bloqué s'y rétablit vite après le passage de fortes impulsions de courant. Il en résulte que les impulsions de sortie sont presque rectangulaires.

c) Générateurs, onduleurs et convertisseurs de tension continue de faible puissance

Le trait commun à ces trois genres d'appareils est qu'ils transforment le courant d'un genre en courant d'un autre genre: les deux premiers transforment le courant continu en courant alternatif tandis que les derniers transforment un courant continu en un courant également continu.

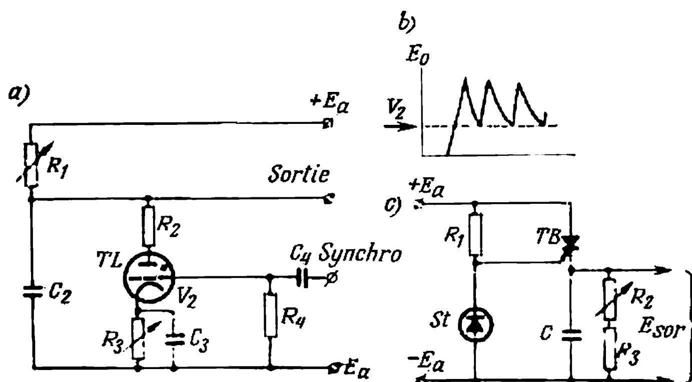


Fig. 6.61. Schémas des générateurs de tension en dents de scie: *a*—à thyratron à cathode chaude; *b*—à thyristor biopérationnel

Les thyristors biopérationnels prévus dans le circuit d'alimentation à courant continu assurent, comme dans les dispositifs de commutation, une coupure périodique du circuit d'alimentation suivie de son rétablissement.

Les plus répandus parmi les générateurs de tension non sinusoïdale sont les générateurs qui transforment la tension continue en tension en dents de scie (générateurs de balayage).

Nous avons étudié au troisième chapitre le schéma de tels générateurs utilisant les tubes à vide et les transistors. Examinons maintenant les schémas analogues réalisés à partir des thyratrons et des thyristors biopérationnels.

La figure 6.61,*a* montre le schéma simplifié d'un générateur de balayage à thyratron à cathode chaude. La tension de sortie en dents de scie (fig. 6.61,*b*) est créée, comme dans d'autres générateurs analogues, par le condensateur C_2 chargé à travers une résistance réglable R_1. La portion croissante de la courbe de tension correspond à la charge du condensateur et la portion décroissante, à sa décharge. La charge du condensateur a lieu avant le déblocage du thyratron et sa décharge après son déblocage par la grille, à travers le thyratron ouvert. Le circuit de grille du thyratron est

utilisé pour régler le niveau de tension d'amorçage du thyratron et, en même temps, pour la mise en synchronisme avec le phénomène étudié.

A l'aide de la résistance variable R_1 on fait varier l'amplitude des dents de scie ainsi que la durée de la portion montante de la courbe de sortie. A l'aide de la résistance cathodique variable R_3, shuntée par le condensateur C_3, on règle le minimum de tension sur la courbe.

Le générateur de balayage à thyristor biopérationnel *TB* (fig. 6.61,*c*) est réalisé suivant un schéma différent. Le début de la

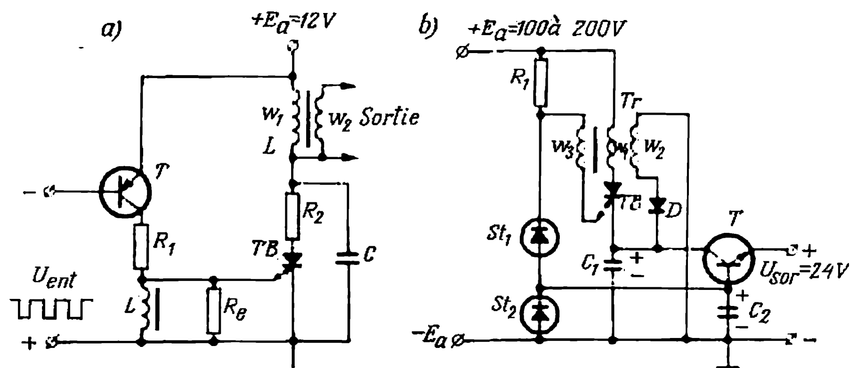


Fig. 6.62. Schémas d'un générateur H. T. des oscillations amorties (*a*) et d'un convertisseur de tension continue (*b*) à thyristor biopérationnel

charge du condensateur *C* auquel on prélève la tension en dents de scie est déterminé par l'instant de déblocage du thyristor *TB*. Le circuit de commande de ce thyristor est alimenté par une source de tension stabilisée. Le courant de commande positif apparaît dans ce circuit lorsque le condensateur *C* est déchargé jusqu'à un minimum requis. La charge du condensateur continue jusqu'à l'instant où la tension à ses bornes dépasse la tension stabilisée de façon que dans le circuit de commande apparaît un courant suffisant pour désamorcer le thyristor.

Après le blocage du thyristor le condensateur *C* se décharge dans les résistances R_2 et R_3 mises en série. L'une de ces résistances est rendue variable pour pouvoir modifier la périodicité du balayage.

Le schéma d'un générateur d'oscillations amorties de haute tension (fig. 6.62,*a*), utilisé pour produire une étincelle dans un moteur à combustion interne, diffère du montage précédent.

Le générateur est alimenté sous une tension continue basse E_a (batterie d'accumulateurs).

A l'aide d'un thyristor biopérationnel *TB* amorcé par une impulsion positive injectée dans le circuit de commande à l'aide du tran-

sistor T et coupé automatiquement à l'aide de l'inductance L (voir fig. 6.56,*b*) le courant continu est converti en courant pulsé. En passant par l'enroulement primaire d'un transformateur mis en série avec le thyristor les impulsions de ce courant excitent le circuit oscillant L_1C dans lequel, grâce à la résistance R_2 qui shunte le circuit, prennent naissance des oscillations amorties. Ces oscillations sont transformées dans l'enroulement secondaire du transformateur élévateur Tr en oscillations de haute tension utilisées pour produire des étincelles. Un tel générateur présente plusieurs avantages: encombrement réduit, rendement élevé, longue vie et grande sécurité de fonctionnement.

Le schéma de la figure 6.62,*b* illustre la conversion d'une tension continue moyenne (de l'ordre de quelques centaines de volts) en une tension continue de bas niveau, utilisée pour la charge des batteries d'accumulateurs.

Dans ce schéma on utilise un accumulateur intermédiaire d'énergie sous la forme d'un condensateur C_1. Celui-ci est chargé durant la partie de la période où le thyristor TB est débloqué et reçoit une charge complémentaire durant la partie initiale de la période lorsque le thyristor est bloqué. Cette charge complémentaire est assurée par le courant qui prend naissance dans le secondaire du transformateur lorsque le courant dans son primaire disparaît et ceci grâce à l'énergie accumulée dans le champ magnétique du noyau du transformateur lors du passage du courant par le primaire. Le thyristor commence à être débloqué par l'impulsion positive du courant passant par son enroulement de commande w_3 lorsqu'on applique la tension d'alimentation $+E_a$. Le courant qui apparaît dans le circuit d'anode amplifie le courant de commande. Le courant de commande qui augmente contribue à l'accroissement de la valeur du courant anodique. C'est ainsi que se déroule le phénomène d'amorçage du thyristor TB.

Le condensateur C_1 se charge à travers le thyristor débloqué. Au cours de sa charge, le courant dans le thyristor diminue et la tension aux bornes du condensateur C_1 croît. Quand la valeur de la tension commence à dépasser la tension stabilisée par deux diodes stabilisatrices de tension St_1 et St_2 placées en série, un courant de coupure apparaît dans le circuit de commande du thyristor TB si bien que ce dernier se bloque rapidement grâce au couplage inductif des enroulements w_1 et w_3 du transformateur qui font partie du circuit anodique et du circuit de commande du thyristor.

Lorsque le courant dans le circuit anodique du thyristor diminue, le flux magnétique décroissant induit dans l'enroulement w_2 une f.é.m., et le courant qui en résulte fait croître le potentiel aux bornes du condensateur C_1. Pour assurer la stabilité de la tension de sortie on a introduit dans le montage un transistor T monté à collecteur commun avec une tension stabilisée à l'aide d'un condensateur C_2 et d'une diode stabilisatrice St_2.

CHAPITRE VII

Dispositifs à semi-conducteurs et tubes à gaz de puissance; leur emploi dans les systèmes de conversion de courant

§ 7.1. Classification des systèmes de conversion

L'énergie électrique est produite et distribuée surtout sous forme de courant alternatif de fréquence industrielle. Cependant, on trouve dans l'industrie un grand nombre d'installations qui exigent soit un courant continu (moteurs, installations électrochimiques et électrométallurgiques, appareils de levage et appareils de soudage), soit un courant alternatif de fréquence non industrielle (commandes réglables à courant alternatif, installations pour le chauffage par induction et la fusion des métaux, appareils à ultra-sons, vibreurs électriques, etc.).

Pour cette raison, il devient nécessaire de convertir le courant alternatif en courant continu (redressement) ainsi que de transformer le courant alternatif d'une fréquence en courant alternatif d'une autre fréquence. Dans ces derniers systèmes le courant continu est souvent utilisé comme produit intermédiaire de la conversion.

Dans les réseaux de transport d'énergie à grande distance, le rôle du courant continu est très important vu les avantages qu'il présente pour le transport de l'énergie électrique à grande distance.

Outre le problème du redressement, il se pose le problème de la transformation du courant continu en courant alternatif à l'usage des consommateurs. Un tel mode de transformation s'appelle inversion et l'appareil qui l'assure est appelé onduleur. Cet appareil est utilisé comme élément indépendant lorsque la source d'énergie produit un courant continu (batteries d'accumulateurs, générateurs photoélectriques, générateurs hydromagnétiques) tandis que les récepteurs doivent être alimentés en courant alternatif.

Le courant alternatif de fréquence industrielle peut être transformé en courant alternatif d'une autre fréquence sans élément intermédiaire à courant continu (système de conversion directe).

Dernièrement, on a mis au point des convertisseurs qui transforment la tension continue d'une valeur en tension continue d'une autre valeur.

Une description succincte et l'analyse du fonctionnement de quelques types de convertisseurs puissants de courant sont données dans ce chapitre après la présentation des classes d'appareils y utilisés.

Parmi ces appareils il faut classer les diodes semi-conductrices et les thyristors de puissance, ainsi que les tubes à cathode de vapeur de mercure (redresseurs à vapeur de mercure).

§ 7.2. Diodes semi-conductrices de puissance

Les phénomènes physiques qui interviennent dans les diodes semi-conductrices de puissance ne diffèrent pas en principe de ceux qui ont été décrits dans le § 1.4 lors de l'étude des diodes de faible puissance. Nous allons donc examiner seulement les particularités de construction et électriques qui déterminent la grande capacité de charge des diodes de puissance ainsi que les possibilités de leur couplage en parallèle et en série.

a) Organisation et capacité de charge en courant des diodes de puissance uniques et connectées en parallèle

Les diodes semi-conductrices de puissance sont généralement au silicium car il assure une meilleure tenue à la chaleur, des tensions de percement plus élevées et des courants inverses plus petits en comparaison avec les diodes au germanium. Ce n'est que pour des installations spéciales dans lesquelles il est important d'avoir une chute de tension directe minimale ΔU_a qu'on continue à fabriquer des diodes au germanium (de 500 et 1000 A) refroidies à l'eau. La chute de tension moyenne dans de telles diodes ne dépasse pas 0,4 ou 0,5 V (malgré la grande intensité de courant).

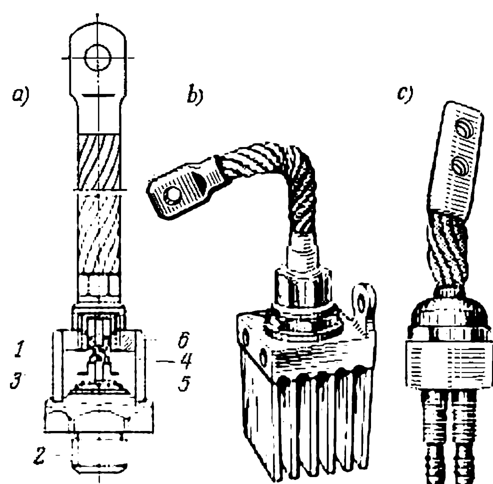


Fig. 7.1. Diodes semi-conductrices de puissance :
a—coupe d'une diode du type ВКД-200 ; *b*—diode ВКД-200 avec radiateur de refroidissement par air ; *c*—diode ВКДВ-350 à refroidissement par eau

La figure 7.1,*a* montre la coupe d'une diode au silicium fabriquée en série (type ВКД-200) prévue pour un courant moyen de 200 A. L'élément de travail est un cristal de silicium *1* comportant des couches *p* et *n* séparées par une jonction *p-n*.

La couche *p* est créée dans le monocristal de silicium initial de conductibilité *n* (qui est un disque de 10 à 25 mm de diamètre

et de 0,35 à 0,4 mm d'épaisseur) par l'introduction d'impuretés acceptrices (aluminium et bore) par diffusion à une profondeur d'environ 0,1 à 0,15 mm.

Comme un cristal de silicium d'une si faible épaisseur est assez fragile, pour éviter les déformations et les fissures lors des variations de la température de service on soude au disque de cristal (avant sa connexion aux fils de cuivre destinés à évacuer la chaleur) en haut et en bas des plaquettes *3* en tungstène nickelé ou en molybdène dont le coefficient de dilatation est proche de celui du silicium. Ces plaquettes sont appelées *plaquettes de compensation de température.*

Par la plaquette inférieure, le cristal est soudé à l'embase en cuivre du corps *5* par quoi sont assurées de bonnes conductibilités thermique et électrique.

L'embase de cuivre joue en même temps le rôle de sortie extérieure depuis la cathode *2* tandis que la sortie anodique est constituée par un faisceau de fils de cuivre *4* soudé à la douille isolée du corps par un isolateur de verre *6* (l'isolateur est soudé au métal).

La protection du cristal contre l'action des agents atmosphériques (protection contre la corrosion) est assurée dans les diodes de puissance par l'étanchéité du corps et par un revêtement appliqué aux faces du cristal (résine époxy).

Dans le but d'améliorer l'évacuation de chaleur, les diodes de puissance sont généralement munies de refroidisseurs (radiateurs) lorsqu'elles sont refroidies par air (refroidissement naturel ou forcé, fig. 7.1,*b*) ou d'une chemise d'eau soudée au corps (fig. 7.1,*c*) lorsqu'on utilise le refroidissement par eau.

Afin de prévenir l'élévation de la température du cristal dans les diodes (dans les soupapes) au-dessus de la valeur maximale admissible (140 °C pour les diodes de fabrication soviétique) la puissance d'une diode est limitée par la valeur de la puissance électrique $\Delta P_{\text{réelle}}$ dégagée dans l'appareil et qui y est transformée en chaleur et évacuée ensuite à l'aide du milieu refroidissant.

En partant de la loi de conductibilité thermique on peut trouver la puissance transmise au milieu refroidissant en utilisant l'égalité suivante (équation de conductibilité thermique):

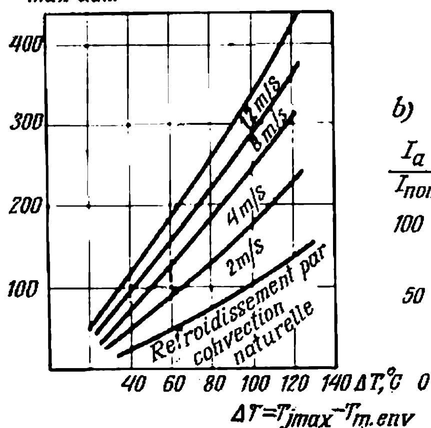
$$\Delta P_{\max\,\text{adm}} = \frac{T_{j\,\max\,\text{adm}} - T_{\text{m. env}}}{R_{\text{t}}}, \qquad (7.1)$$

où R_{t} est la résistance thermique rencontrée par le flux thermique qui se dirige de la jonction *p-n* (possédant une température plus élevée $T_{j\,\max\,\text{adm}}$) vers le milieu refroidissant.

La résistance thermique est déterminée par le rapport de la différence de température entre la partie la plus chaude de l'appareil et le milieu refroidissant à la chaleur dissipée par l'appareil. On utilise comme unité de mesure de R_{t} la différence de température,

en °C, qui apparaît lorsque l'appareil dissipe une puissance thermique de 1 W.

La résistance thermique dépend non seulement de la structure de la diode et du matériau dont elle est faite mais aussi du genre du milieu refroidissant (air, eau, huile) et de l'efficacité du refroidissement. Ainsi, dans les diodes de type ВКД-200 refroidies par air elle varie, en fonction de la vitesse de l'air, entre 0,25 et 0,75 °C/W et avec le refroidissement par eau de 0,15 à 0,4 °C/W.



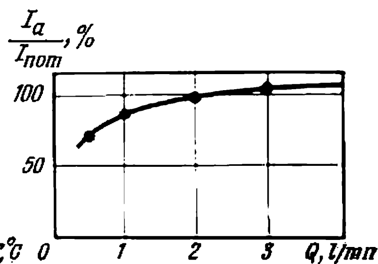


Fig. 7.2. Courbes de capacité de charge thermique d'une diode semiconductrice:

a—à refroidissement par air; *b*—à refroidissement par eau

La puissance que l'appareil peut dissiper pour une température maximale admissible et le système de refroidissement choisi est généralement déterminée par expérience.

Sur la figure 7.2,*a* on voit les courbes de la charge thermique admissible d'une diode ВКД-200 avec le refroidissement par air et pour différentes vitesses de l'air. En abscisses sont portées les différences de température $\Delta T = T_{j\,max} - T_{m.\,env}$ entre la température de la jonction *p-n* du cristal et la température de l'air de refroidissement. Avec l'accroissement de $T_{m.\,env}$ la valeur de ΔT diminue.

La courbe inférieure est relative au refroidissement par convection naturelle de l'air, les autres courbes se rapportent au refroidissement à air forcé (à l'aide d'un ventilateur).

Avec le refroidissement par eau, la valeur maximale de la puissance thermique dissipée par la diode dépend du débit d'eau passant par la chemise et de la température de celle-ci. La courbe de la figure 7 2,*b* montre cette influence dans le cas des diodes du type

ВКДВ-350. En ordonnées sont portées les valeurs du courant de charge rapportées au courant nominal I_{nom} (égal à 350 A). Le débit normal de l'eau avec le courant nominal de charge est d'environ 3 l/mn. La puissance réelle dissipée dans la diode dépend des valeurs instantanées du courant anodique durant la partie conductrice

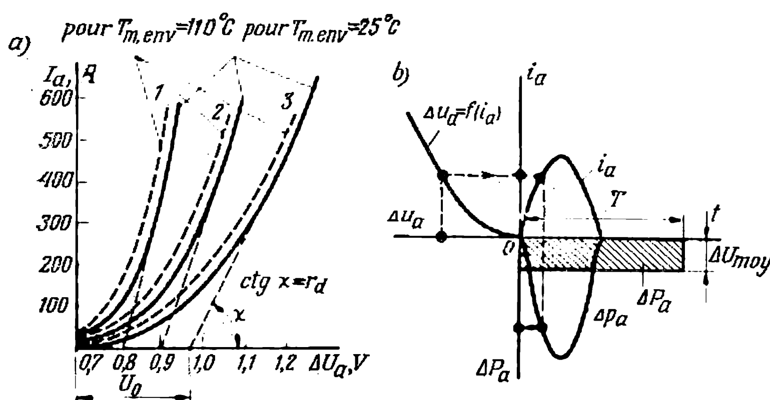


Fig. 7.3. Branches directes des caractéristiques courant-tension d'une diode (*a*); méthode grapho-analytique de détermination de la puissance électrique moyenne transformée en chaleur (*b*)

de la période et des valeurs instantanées de la chute de tension Δu_a qui leur correspondent. (On néglige les pertes durant la partie non conductrice de la période.)

La valeur moyenne de cette puissance pour une période du courant alternatif est donnée par l'égalité:

$$\Delta P_{a.\,\text{réelle}} = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} \Delta P_a \, dv = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} i_a \Delta u_a \, dv. \qquad (7.2)$$

La relation entre les valeurs instantanées du courant i_a et la chute de tension Δu_a dans la diode est établie d'après la branche directe de la caractéristique courant-tension de la diode. Une famille de telles caractéristiques pour une diode de puissance de type ВКД-200 est indiquée sur la figure 7.3,*a*. Les courbes limites *1* et *3* déterminent la bande de dispersion possible des caractéristiques pour le type donné.

Les courbes tracées sur ce dessin en traits continus ont été relevées pour une température du milieu environnant $T_{m.\,env} = 25°$ et celles tracées en pointillé pour $T_{m.\,env} = 110$ °C. Le fait qu'avec l'élévation de la température les caractéristiques s'approchent de l'axe des ordonnées prouve que le coefficient de température pour la branche directe (chutes de tension Δu_a) est négatif.

Afin de pouvoir assurer avec une bande de dispersion des caractéristiques tellement large une puissance minimale dissipée dans les diodes et une répartition du courant suffisamment uniforme lors de la marche des diodes en parallèle, on les classe à l'usine en groupes selon les bandes de dispersion des caractéristiques plus limitées. Ainsi, les diodes ВКД-200 sont classées en deux groupes séparés par la courbe médiane *2* de la figure 7.3,*a*.

La non-linéarité des branches directes des caractéristiques courant-tension compliquant le calcul de la puissance dissipée, on utilise généralement la méthode grapho-analytique dont l'emploi est indiqué par le diagramme de la figure 7.3,*b*.

Dans le premier quadrant du système de coordonnées est portée la courbe du courant anodique et dans le deuxième quadrant la branche directe de la caractéristique courant-tension $\Delta u_a = f(i_a)$ de la diode. D'après les valeurs conjuguées de i_a et Δu_a on a construit dans le quatrième quadrant la courbe des valeurs instantanées de la puissance qui sont les produits $i_a \Delta u_a$. L'aire limitée par cette courbe et l'axe des abscisses donne l'énergie électrique totale transformée dans la diode en chaleur durant une période. La hauteur du rectangle de base égale à la durée d'une période de la tension alternative détermine la puissance moyenne ΔP_a dissipée dans la diode.

Le rapport de la puissance moyenne à la valeur moyenne du courant donne la valeur moyenne de la chute de tension dans la diode:

$$\Delta U_{moy} = \frac{\Delta P_a}{I_a}. \qquad (7.3)$$

D'après les valeurs de ΔP_a et I_a mesurées dans un montage de redressement monophasé du courant à l'aide d'un wattmètre et d'un ampèremètre magnéto-électrique, les diodes sont réparties en groupes de classification.

Il a été indiqué plus haut que les diodes de type ВКД-200 sont triées en deux groupes. Au premier groupe appartiennent les diodes dont la valeur moyenne de la chute de tension ΔU_{moy} est comprise entre 0,51 et 0,65 V.

Les diodes de type ВКД-100 (à 100 A) et de type ВКДВ-350 (à 350 A) se classent en trois groupes selon la valeur moyenne de la chute de tension: de 0,4 à 0,5 V (premier groupe), de 0,51 à 0,6 V (deuxième groupe) et de 0,61 à 0,7 V (troisième groupe).

Dans les montages de conversion des courants polyphasés (fig. 7.4,*b*, *c*) et en général, dans les montages où la courbe du courant anodique s'écarte d'une demi-sinusoïde, les valeurs moyennes (de classification) de la chute de tension ne peuvent pas être utilisées directement pour calculer la puissance moyenne dissipée dans les diodes. Cela est dû au fait que pour les courants non sinusoïdaux,

la valeur moyenne de la chute de tension ΔU_a varie suivant la forme de la courbe du courant pour la même valeur moyenne du courant anodique. Les valeurs moyennes de la puissance dissipée par une diode utilisée dans les montages monophasés, triphasés et hexaphasés de redressement du courant avec une charge purement ohmique sont représentées par les courbes de la figure 7.4,*b*. Avec la diminution de la durée du courant anodique λ, la valeur moyenne de la puissance ΔP_a dissipée par la diode augmente considérablement pour la même valeur moyenne du courant I_a.

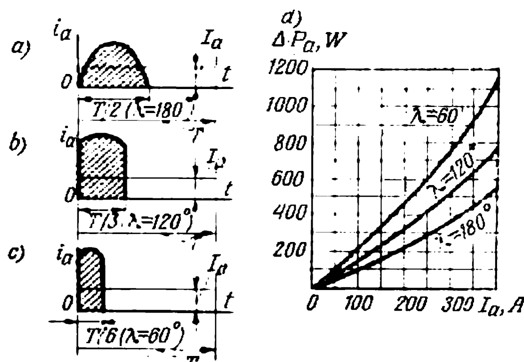


Fig. 7.4. Courbes du courant anodique dans les montages monophasé, triphasé et hexaphasé de redressement du courant (*a*, *b*, *c*) et courbes de la puissance transformée en chaleur dans la diode (*d*)

Avec des caractéristiques courant-tension approchées, la puissance dissipée par la diode peut être trouvée analytiquement.

L'approximation la plus simple est celle par tronçons linéaires (fig. 7.3,*a*). La branche directe de la caractéristique courant-tension est représentée à l'aide de deux tronçons dont l'un est la partie linéaire de la branche directe de la caractéristique et son prolongement jusqu'à l'intersection avec l'axe des abscisses et l'autre le tronçon U_0 coupé par le prolongement de la partie linéaire de la caractéristique sur l'axe des abscisses. A une telle approximation de la branche directe de la caractéristique correspond l'égalité:

$$\Delta u_a = U_0 + r_a i_a, \tag{7.4}$$

où U_0 est la tension initiale d'approximation ;

r_a la résistance interne linéarisée de la diode; elle est proportionnelle à la cotangente de l'angle d'inclinaison de la partie linéaire de la caractéristique sur l'axe des abscisses.

Vu la dispersion des caractéristiques, les valeurs numériques de U_0 et de r_a varient dans certaines limites.

Ainsi, dans le premier groupe de classification des diodes ВКД-200 (dont ΔU_a = 0,4 à 0,5 V) la valeur de U_0 est comprise entre

0,82 et 0,91 V et dans le deuxième groupe, entre 0,91 et 0,98 V. La résistance interne r_a des diodes du premier groupe est comprise entre $20 \cdot 10^{-5}$ et $47 \cdot 10^{-5}$ ohm et du deuxième groupe entre $47 \cdot 10^{-5}$ et $80 \cdot 10^{-5}$ ohm. Pour le calcul on utilise généralement les valeurs moyennes de U_0 et de r_a.

D'après les courbes de la capacité de charge analogues à celles indiquées sur la figure 7.2,*a*, on peut choisir le mode de refroidissement requis pour que la diode, appartenant à tel ou tel groupe de classification, puisse dissiper la chaleur réellement dégagée, et cela pour une température d'échauffement admissible.

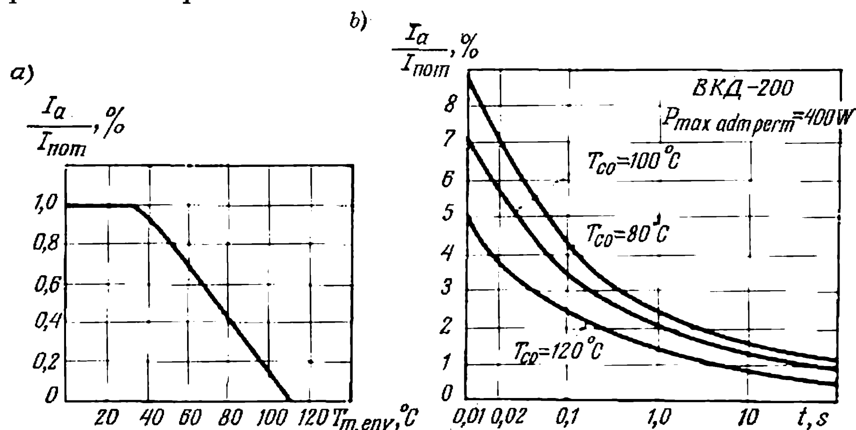


Fig. 7.5. Courbes des courants de charge admissibles (*a*) et des courants de surcharge (*b*) en fonction de la température du milieu ambiant

Lorsque la température du milieu ambiant est supérieure à la température nominale (20 à 25 °C), la capacité de charge en courant des diodes décroît, comme l'on peut en juger d'après l'égalité (7.1) dont le numérateur diminue. La diminution requise de la valeur moyenne du courant dans une diode ВКД-200 est indiquée par la courbe de la figure 7.5,*a*.

Les surintensités de courte durée supportées par la diode présentent aussi un intérêt pratique. La puissance dissipée lors des surcharges augmente non pas proportionnellement au carré de l'accroissement du courant mais dans un moindre degré, comme le font les valeurs absolues de la chute de tension (fig. 7.3,*a*).

La température en régimes transitoires, auxquels se rapportent aussi les surcharges de courte durée, dépend non seulement de la chaleur dégagée dans la diode mais aussi de la capacité calorifique du système refroidissant qui accumule cette chaleur. Grâce à l'accumulation d'une partie de la chaleur, la température du corps et du cristal augmente plus lentement qu'en régime permanent.

Les courbes expérimentales de la figure 7.5,*b* donnent les valeurs des surintensités supportées avec des températures maximales admissibles du cristal en fonction de la durée de la surcharge. Les mesures ont été faites dans les conditions du refroidissement à air forcé ($v = 15$ m/s) pour trois températures du corps de la diode T_{c0} aux instants immédiatement précédant la surcharge.

Les valeurs relativement faibles des surintensités et leur durée limitée pour les diodes semi-conductrices s'expliquent par la capacité calorifique relativement petite du corps de la diode et de son système de refroidissement.

L'élévation de la température des dispositifs à semi-conducteurs et particulièrement des diodes au-dessus de la valeur admissible provoque la surchauffe du cristal et l'altération des paramètres de l'appareil avec le temps. Le plus important est que la tension de claquage baisse.

Lorsqu'on prévient la surchauffe inadmissible du cristal, la durée de vie des diodes semi-conductrices est assez longue. Elle peut être limitée seulement par les sollicitations thermomécaniques qui, avec le passage périodique des courants, prennent naissance de façon cyclique dans les soudures du cristal avec les plaquettes de compensation de température et des plaquettes avec le corps. En l'absence d'action compensatrice (contacts faisant ressort), cela peut provoquer le vieillissement prématuré (la fatigue) du matériau dont sont faites les soudures et la perturbation des contacts dans la diode (après un fonctionnement de plusieurs dizaines de milliers d'heures).

Lorsqu'une seule diode ne peut pas supporter l'intensité requise du courant en raison de son échauffement, on branche plusieurs diodes en parallèle. Pour éviter alors une forte inégalité dans la répartition des courants et des températures (ce qui peut être provoqué par le fait que les branches directes des caractéristiques courant-tension ne sont pas identiques ainsi que par différentes résistances thermiques des diodes) on introduit entre les diodes connectées en parallèle des compensateurs (diviseurs) de courant qui contribuent à une répartition uniforme des courants et des températures entre ces diodes.

On peut utiliser comme compensateurs des résistances ohmiques (pour les diodes de faible puissance) ou des diviseurs de courant inductifs (pour les diodes de puissance) afin de réduire les pertes de puissance et de conserver un rendement plus élevé du dispositif.

La figure 7.6,*a* montre le schéma d'un diviseur de courant inductif entre deux diodes branchées en parallèle. Deux enroulements du compensateur reliés entre eux et disposés sur un même noyau sont branchés de façon que la f.é.m. d'auto-induction dans l'un des enroulements s'oppose à l'accroissement du courant et la f.é.m. d'induction mutuelle dans l'autre enroulement contribue à l'accrois-

sement du courant. On arrive ainsi à égaliser les courants dans les enroulements et les diodes.

Dans les compensateurs utilisés dans un montage à trois diodes associées en parallèle (fig. 7.6,*b*) on utilise un circuit magnétique à trois noyaux avec deux enroulements sur chaque noyau. Une diode se trouve reliée à deux enroulements connectés en série. Lorsque le courant augmente, il apparaît dans l'un des enroulements une f.é.m. d'auto-induction et dans l'autre une f.é.m. d'induction mutuelle,

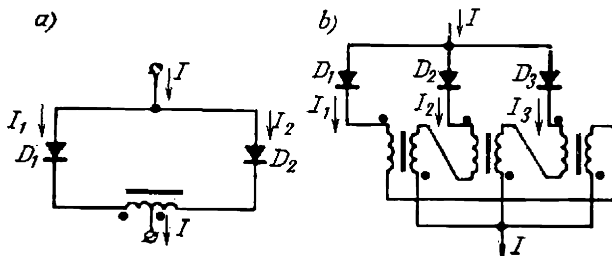


Fig. 7.6. Diviseurs de courant inductifs avec diodes connectées en parallèle: *a*—pour deux diodes; *b*—pour trois diodes

ce qui contribue à égaliser les courants dans les enroulements et les diodes. Suivant un principe analogue (schéma de couplage croisé) sont faits les compensateurs prévus pour un plus grand nombre de diodes branchées en parallèle.

b) Tensions de claquage et tensions inverses admissibles dans les diodes. Connexion des diodes en série

Le passage de la portion à faible pente de la branche inverse de la caractéristique courant-tension d'une diode à sa portion à forte pente (coude de la branche inverse) correspond au commencement du claquage (fig. 7.7,*a*). Le claquage (qui se manifeste par une multiplication rapide de porteurs et un fort accroissement du courant inverse) dans les dispositifs au silicium de puissance et en particulier dans les diodes peut être provoqué : 1) par l'action des forces du champ électrique ce qui conduit à un claquage électrique ou 2) par l'accroissement de la concentration de porteurs sous l'action de la température croissante du cristal ce qui caractérise un claquage thermique.

Il n'existe pas une délimitation précise entre ces deux genres de claquage vu que le claquage thermique est toujours précédé par un accroissement de la puissance électrique perdue dans la diode et le claquage électrique à une haute température du cristal se transforme souvent en claquage thermique. On distingue ces deux

principaux genres de claquage surtout parce que le claquage thermique est un phénomène irréversible, c'est-à-dire qu'après ce percement les propriétés d'arrêt de la diode ne sont pas rétablies, tandis que le claquage électrique peut être un phénomène réversible lorsque les propriétés de l'appareil sont rétablies après la baisse de la tension.

La marche différente des phénomènes lors des claquages électrique et thermique influe sur la forme des branches inverses des

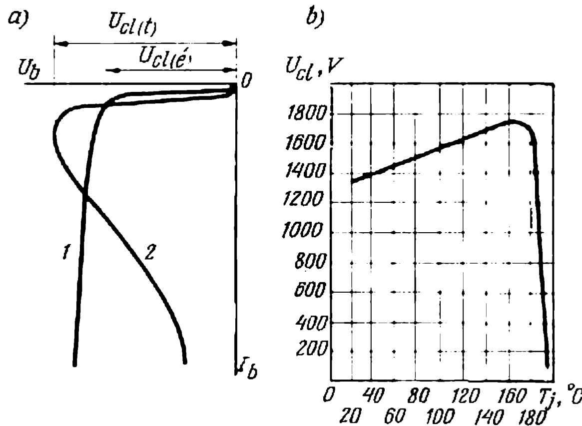


Fig. 7.7. Courbes du courant inverse lors des claquages électrique *1* et thermique *2* (*a*) ; variation de la tension de claquage en fonction de la température (*b*)

caractéristiques courant-tension de la diode (courbes *1* et *2* de la figure 7.7,*a*). Lors d'un claquage électrique (courbe *1*) à l'accroissement de la tension inverse au-dessus de $U_{cl\,(é)}$ correspond un accroissement assez régulier du courant tandis que lors d'un claquage thermique (courbe *2*) la tension pour laquelle a lieu le claquage a son maximum $U_{cl\,(t)}$. Ce dernier fait s'explique par ce que la température croissante dans le canal de conductibilité, avec l'accroissement du courant inverse, provoque une multiplication intense des porteurs et, pour cette raison, une baisse importante de la résistance inverse équivalente de la diode. Le claquage thermique a généralement lieu dans une gamme de températures de service plus élevées.

Le passage du claquage électrique au claquage thermique est illustré par la courbe expérimentale de tension de claquage (fig. 7.7,*b*) construite en fonction de la température de cristal pour une diode ВКД-200. Jusqu'à une température de 160 à 170 °C, la tension qui correspond au claquage électrique croît et lorsque la température continue à monter (au-dessus de 170 °C) la tension correspondant au claquage thermique tombe rapidement.

On détermine la tension de claquage comme paramètre de la diode pour une température maximale admissible pour l'appareil du type donné. La température maximale admissible de 140 °C adoptée pour les diodes de fabrication soviétique se trouve encore dans les limites permises par le claquage électrique (fig. 7.7,*b*).

D'après la valeur de la tension de claquage on établit, avec un coefficient de sécurité adopté, la tension inverse maximale admissible $U_{b\ max}$. Pour les diodes de puissance soviétiques, le coefficient de sécurité normalisé $K_{sec} = 2$.

Selon la valeur numérique de la tension inverse admissible les diodes de puissance se divisent en dix classes (de 100 à 1 000 V), la différence entre les classes voisines étant de 100 V. Par exemple, pour les diodes de la 10[e] classe la tension inverse admissible est de 1 000 V, ce qui correspond à une tension de claquage $U_{cl} = 2\ 000$ V.

Les diodes sont triées à l'usine. Les statistiques montrent que la probabilité de répartition des diodes en classes obéit à la courbe (loi) de répartition de Gauss (fonction d'erreurs). Conformément à cette loi, la plupart des diodes appartiennent aux classes médianes et un nombre restreint aux classes supérieures. Cela influe sur le prix des diodes et, pour cette raison, lors du choix d'une classe des diodes il ne faut pas toujours chercher à utiliser les diodes de la classe la plus élevée mais partir des conditions et exigences réelles d'utilisation dans l'installation donnée.

Dans les installations où les tensions inverses requises dépassent les valeurs admissibles $U_{b\ max\ adm}$ (même pour les classes supérieures), les diodes sont connectées en série.

Avec une telle connexion (fig. 7.8,*a*) il se pose le problème de répartir d'une manière suffisamment uniforme la tension inverse entre les diodes aussi bien en régime permanent qu'en régimes transitoires. L'apparition aux bornes d'une seule diode d'une tension dépassant celle de claquage suffit pour provoquer le claquage non seulement de la diode donnée mais aussi de toutes les autres soumises alors aux surtensions.

La cause d'une répartition non uniforme de la tension en régime permanent est la différence de pente des portions rectilignes des branches inverses des caractéristiques courant-tension (courbes *1* et *2* sur la figure 7.8,*d*). De la faible pente de ces branches dans les diodes au silicium résulte un fort écart entre les tensions auxquelles sont soumises les différentes diodes, qui, connectées en série, sont traversées par le même courant inverse i_b.

Le degré de non-uniformité même en régime permanent (lorsque la tension inverse varie assez lentement) peut être très grand, comme le montrent les valeurs numériques des tensions portées sur le schéma équivalent de la figure 7.8,*b*. Pour une tension inverse totale de 1 500 V la tension aux bornes de la diode D_2 atteint 1 100 V, tandis

que la tension de claquage de cette diode conformément à sa classe ne dépasse pas 1 000 V.

En régimes transitoires, quand les diodes passent de l'état conducteur à l'état bloqué, une non-uniformité très accusée est également possible par suite des quantités différentes des charges accumulées dans les bases des diodes et de la vitesse inégale de leur disparition. Ceci s'explique par les dimensions géométriques non identiques des couches et des jonctions, ainsi que par les différentes capacités intérieures des diodes et les durées de vie inégales des porteurs.

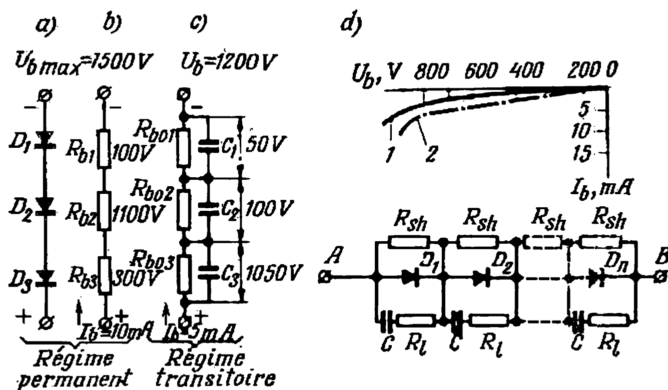


Fig. 7.8. Répartition de la tension entre les diodes connectées en série: *a*—schéma de montage en série; *b* et *c*—répartition approximative des tensions entre les diodes en régime permanent et en régime transitoire; *d*—courbes du courant inverse; *e*—schémas des diviseurs de tension

Pour donner l'idée de la non-uniformité possible de répartition de la tension en régime transitoire on a indiqué sur la figure 7.8,*c* les valeurs numériques des tensions aux bornes de différentes diodes représentées dans les schémas équivalents par les résistances inverses et les capacités internes qui les shuntent. La tension maximale de 1 050 V de la diode D_3 dépasse également la tension de claquage.

On améliore l'uniformité de répartition de la tension inverse en shuntant les diodes connectées en série par des diviseurs de tension à résistances ou à résistances et capacités (fig. 7.8,*e*).

Un diviseur à résistances permet de répartir la tension d'une façon plus uniforme en régime permanent, où la tension est divisée proportionnellement aux résistances, et un diviseur de tension capacitif égalise les tensions sur les diodes dans les régimes transitoires, quand les tensions sont réparties en raison inverse des capacités.

Dans les sections d'un diviseur capacitif en série avec les condensateurs sont branchées de faibles résistances de limitation R_l

afin de diminuer les courants de charge et de décharge des condensateurs.

La valeur requise de la résistance R_{sh} dans un diviseur à résistances peut être trouvée en partant de la non-uniformité admissible dans la répartition des tensions entre les diodes. Cette non-uniformité est évaluée par un coefficient $\varkappa$. Pour deux diodes branchées en série la résistance

$$R_{sh} = \frac{(1-\varkappa) R_{b2}}{\varkappa} . \tag{7.5}$$

La résistance inverse R_{b2} de la diode peut être trouvée du rapport de la valeur maximale de la tension inverse $U_{b\ max}$ à la valeur maximale du courant inverse $I_{b\ max}$. Les valeurs de $U_{b\ max}$ et $I_{b\ max}$ sont les paramètres de la diode.

Lorsque le diviseur de tension capacitif comporte deux éléments on peut trouver la capacité du condensateur à partir de l'égalité approchée:

$$C = \frac{2}{\omega R_b} \sqrt{\frac{\varkappa}{1-\varkappa^2}} . \tag{7.6}$$

c) Diodes à avalanche

L'adoption pour les diodes de puissance d'une tension inverse maximale admissible $U_{b\ max\ adm}$ deux fois inférieure à la tension de claquage est suffisante pour prévenir le percement en cas de surtensions périodiques possibles lors des commutations.

Dans les installations de grande puissance, en cas d'une avarie ou d'une diminution brusque de la charge ainsi que sous l'action des phénomènes atmosphériques peuvent se produire des surtensions qui dépassent de 5 à 8 fois les valeurs nominales des tensions.

Tant que les impulsions de courant inverse produites par de telles surtensions sont relativement petites et que leur durée ne dépasse pas 10 à 20 μs, le claquage des diodes est un phénomène réversible, comme le montrent les résultats des essais statistiques d'un lot de diodes de type ВКД-200 (fig. 7.9,*a*). Les valeurs maximales des surtensions $U_{surtens}$ que les diodes ont supportées lors d'un claquage réversible, exprimées en multiples de $U_{b\ max\ adm}$, sont présentées par l'aire hachurée sur la figure 7.9,*a*.

Pour des valeurs plus élevées des surtensions ou de la puissance dissipée dans le canal de percement le claquage devient irréversible.

Lors du claquage électrique ceci a lieu surtout sur la surface latérale découverte de la jonction *p-n* (claquage superficiel). La tension de claquage dépend alors beaucoup de l'état physique de la surface et de l'étendue géométrique de la partie découverte de la jonction qui sont difficiles à contrôler.

Le souci de stabiliser le niveau de la tension dans un claquage réversible et, en même temps, d'augmenter la puissance limite que la diode peut dissiper en régime de surtensions a amené à la fabrication des diodes spéciales dites *à avalanche.*

La structure d'une diode à avalanche est indiquée sur la figure 7.9,*b*. Cette diode se distingue par la forme en gradins de la jonction *p-n* qui a une partie centrale circulaire J_1 et une partie périphérique annulaire J_2. Dans la partie périphérique J_2, la jonction

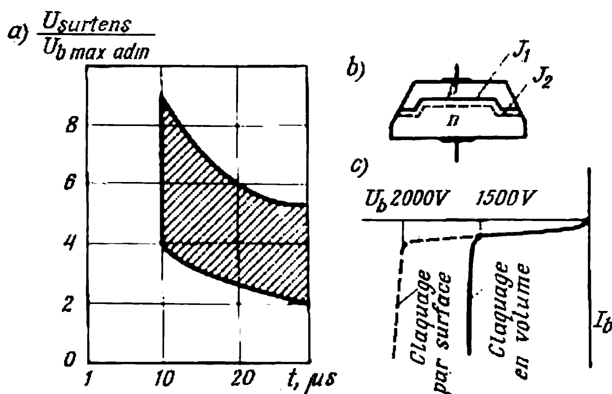


Fig. 7.9. Zone de dispersion des tensions de claquage (*a*), structure d'une diode à avalanche (*b*) et courbes du courant inverse lors du claquage des parties annulaire et intérieure d'une jonction *p-n* (*c*)

est faite avec un moindre gradient de concentration des impuretés acceptrices (aluminium) et avec une coupe oblique suivant la surface extérieure. On augmente ainsi la tension de claquage de la surface latérale de la diode (portion en pointillé de la courbe sur la figure 7.9,*c*). Le claquage dans J_2 est complètement exclu lorsque la partie circulaire de la jonction *p-n* J_1 est prévue pour une moindre valeur de la tension de claquage par création dans cette partie d'un plus grand gradient de concentration d'atomes des impuretés acceptrices (bore).

En déplaçant l'endroit d'un claquage éventuel dans la partie centrale circulaire J_1 on assure non seulement un niveau stable de la tension de claquage mais aussi un accroissement considérable de la puissance dissipée lors du claquage. On obtient ce dernier résultat grâce au fait que le claquage dans la partie circulaire de la jonction *p-n* est un claquage en volume et se répartit sur un grand nombre de microcanaux.

Dans de tels microcanaux la multiplication de porteurs se produit grâce au fait que les électrons libres, qui sont accélérés dans le champ électrique de la jonction *p-n*, acquièrent une énergie suffi-

sante pour, en entrant en collision avec des électrons de valence des atomes neutres, perturber leur liaison avec les atomes et engendrer ainsi de nouveaux électrons libres. Les électrons nouvellement libérés en acquérant une énergie suffisante pour l'ionisation, renforcent l'ionisation, le flux d'électrons total. L'accroissement du nombre de porteurs est de nature comparable à celle d'une avalanche et, pour cette raison, un tel claquage est appelé *claquage en avalanche.* Il se caractérise par le fait qu'il reste réversible jusqu'aux valeurs suffisamment grandes de la tension et du courant inverses.

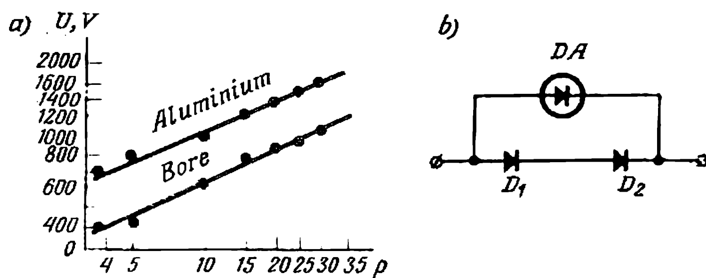


Fig. 7.10. Tensions de claquage en fonction de la résistivité du cristal initial et du genre d'impuretés (*a*); protection contre les surtensions à l'aide d'une diode à avalanche (*b*)

Les microcanaux se forment surtout aux endroits où dans le cristal initial il y a des impuretés ou des dislocations qui sont des perturbations linéaires du réseau cristallin.

Le niveau stable de la tension de claquage, lorsque le claquage est de nature volumique, s'explique par le fait qu'avec une moindre élévation de la tension dans le microcanal donné (ce qui est lié à l'accroissement du courant dans celui-ci jusqu'à une certaine limite) de nouveaux microcanaux apparaissent. Pour cette raison, les microcanaux sont répartis sur toute la partie circulaire J_1 de la jonction *p-n*. Ceci permet un accroissement considérable de l'impulsion de courant lors d'une surtension sans surchauffer la jonction et, donc, sans risque de provoquer un claquage thermique.

La valeur numérique de la tension lors d'un claquage électrique en volume dépend de la résistivité du matériau initial et de la concentration des atomes d'impuretés dans celui-ci. On peut trouver cette valeur de l'égalité suivante:

$$U_{\mathrm{cl}} = \alpha\rho^{b}. \qquad (7.7)$$

L'influence du matériau initial est prise en considération par la résistivité ρ et l'exposant b, tandis que le coefficient α dépend surtout du genre des impuretés, du gradient de leur concentration dans la jonction *p-n* et de la répartition du champ dans celle-ci

Pour le silicium de conductibilité n, la valeur du coefficient b est comprise entre 0,45 et 0,62 et le coefficient α dans la partie circulaire de la jonction p-n est compris entre 150 et 250, en fonction du gradient de concentration des impuretés. Avec l'aluminium ce coefficient est environ 1,5 à 2 fois plus grand qu'avec le bore.

Sur la figure 7.10,*a* sont représentées les valeurs des tensions de claquage déterminées expérimentalement dans les deux parties J_1 et J_2 de la jonction p-n d'une diode à avalanche en fonction de la résistivité ρ du cristal de silicium initial.

La dissipation d'une grande puissance de crête par les diodes à avalanche peut être assurée si les surtensions sont relativement rares. Les diodes à avalanche *DA* sont utilisées soit comme redresseurs, soit comme éléments de protection (fig. 7.10,*b*).

§ 7.3. Thyristors commandés de puissance

a) Types de thyristors

Dans les installations puissantes de conversion du courant on profite de tous les avantages que présentent les diodes semi-conductrices et les thyristors de puissance: longue vie, rendement élevé, sécurité de service, faibles dimensions, possibilité du réglage du courant et de la tension dans de larges limites et du perfectionnement des systèmes de conversion du courant et de la fréquence.

A l'heure actuelle on fabrique en série deux classes de thyristors commandés de puissance: 1) thyristors unidirectionnels qui laissent passer le courant dans un seul sens et qui fonctionnent en régime de redresseurs commandés; 2) thyristors bidirectionnels permettant le passage du courant dans les deux sens lorsque la polarité de la tension appliquée change (ces thyristors sont appelés thyristors « symétriques »).

Les thyristors symétriques sont utilisés dans les dispositifs où il faut régler la valeur efficace du courant alternatif ou le nombre de périodes dans les limites de chaque cycle de travail (dispositifs pour soudage électrique).

Les thyristors bidirectionnels de puissance dont l'emploi dans les systèmes de conversion du courant présente un grand intérêt ne sont fabriqués actuellement que sous la forme d'appareils combinés comportant dans un corps commun un thyristor uniopérationnel et un thyristor non commandé.

Les thyristors non commandés de puissance sont utilisés rarement dans les installations de conversion du courant.

Toutes les classes de thyristors de puissance dérivent du thyristor unidirectionnel. Pour cette raison, nous allons l'examiner plus en détail. Les caractéristiques d'emploi des thyristors de puissance sont basées sur les mêmes phénomènes physiques que ceux exami-

nés dans les §§ 6.6, 6.7 et 6.8 pour les thyristors de faible puissance. Les thyristors de puissance se distinguent par leurs paramètres. En premier lieu cela concerne leur capacité de charge en courant et en tension.

b) Construction des thyristors de puissance et leurs groupes de classification

La série de thyristors uniopérationnels de puissance comprend trois types à refroidissement par air (ВКДУ-50, ВКДУ-100, ВКДУ-150) prévus pour des courants de 50, 100 et 150 A et trois types à refroidissement par eau (ВКДУВ-100, ВКДУВ-150 et ВКДУВ-200) prévus pour des courants de 100, 150 et 200 A respectivement.

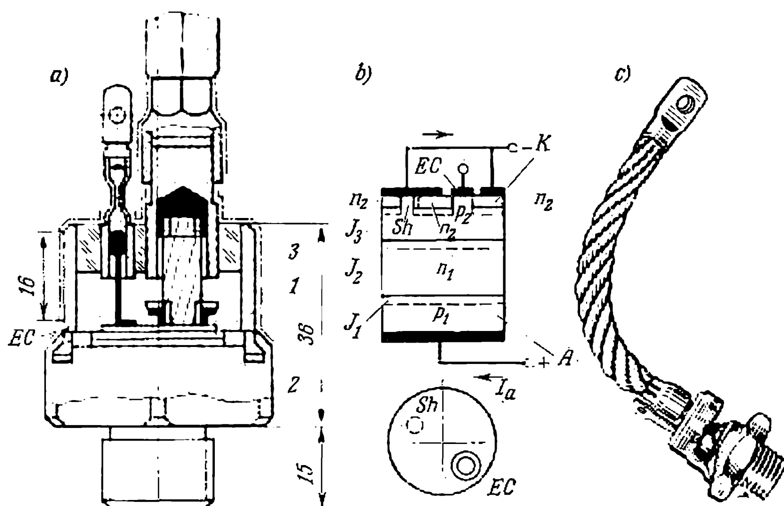


Fig. 7.11. Coupe d'un thyristor du type ВКДУ-150 (*a*) ; structure schématique (*b*) et aspect extérieur (*c*)

La coupe d'un thyristor ВКДУ-150 présentée sur la figure 7.11,*a* montre la construction des thyristors à refroidissement par air. L'élément de travail est formé par un cristal de silicium à quatre couches alternantes *p* et *n* (fig. 7.11,*b*).

Une telle structure est obtenue par la diffusion dans le monocristal initial de silicium *1* de type *n*, qui est un disque de 20 à 25 mm de diamètre et d'environ 0,4 mm d'épaisseur, des atomes d'aluminium et de bore des deux côtés de sa base à une profondeur de 60 à 80 μ. Les impuretés introduites forment dans le thyristor les couches p_1 et p_2. La quatrième couche qui est une couche très fine du type *n* (son épaisseur est de l'ordre de 10 à 15 μ) est créée par l'intro-

duction des atomes de phosphore dans la couche p_2. La couche inférieure p_1 joue dans le thyristor le rôle de l'anode *2* et la couche supérieure n_2 celui de la cathode *3*. Les couches milieu n_1 et p_2 représentent la base épaisse et la base fine du thyristor. Le circuit d'alimentation est connecté aux principales électrodes du thyristor: à l'anode et à la cathode. Le pôle positif du circuit de commande est relié par l'électrode extérieure de commande *EC* à la couche p_2 et le pôle négatif est connecté à la sortie de cathode.

Comme l'épaisseur de la couche p_2 est très petite, la sortie vers l'électrode de commande se fait non pas du côté de la face de la couche p_2 mais par un ergot cylindrique de la couche p_2 passant vers l'extérieur par la couche cathodique n_2 de laquelle il est isolé (fig. 7.11,*b*).

Le contact avec les principales électrodes du thyristor, c'est-à-dire avec l'anode et la cathode, est assuré par l'intermédiaire d'une fine couche de nickel. L'électrode de commande *EC* a son revêtement propre en nickel.

En plus de l'électrode de commande, par la couche n_2 passent plusieurs saillies plus petites de la couche p_2. L'une de ces saillies indiquée sur la figure 7.11,*b* est désignée par *Sh*. Ces saillies ont un revêtement commun en nickel avec la cathode et shuntent par ce revêtement la jonction *p-n* émettrice J_3. Un tel shuntage diminue l'influence de la température sur la tension d'amorçage U_{a0} du thyristor.

La résistance thermomécanique de l'élément cristallin est assurée dans les thyristors, comme dans les diodes, à l'aide de plaquettes thermocompensatrices en tungstène soudées à l'embase en cuivre du corps (voir fig. 7.11,*a*) et au câble souple de cuivre du côté de la cathode.

Le corps du thyristor commandé du type ВКДУ-150 est organise de la même façon que celui de la diode ВКД-200 avec cette différence que par son couvercle supérieur passe un fil souple venant de l'électrode de commande. La vue extérieure de ce thyristor à corps partiellement enlevé est présentée sur la figure 7.11,*c*.

Afin d'augmenter la puissance dissipée, les thyristors, tout comme les diodes de puissance, sont dotés d'un radiateur lorsqu'ils sont refroidis à l'air et d'une chemise métallique soudée au corps lorsqu'ils sont refroidis à l'eau.

Pour les mêmes dimensions du corps et du refroidisseur, la résistance thermique que doit vaincre le flux thermique qui se dirige du cristal vers le milieu refroidissant a à peu près la même valeur dans les diodes de puissance. Pour cette raison les quantités de chaleur évacuées par le milieu refroidissant sous mêmes régimes thermiques sont aussi à peu près égales.

Les courants de charge admissibles des thyristors sont inférieurs à ceux des diodes des mêmes dimensions et mode de refroidis-

sement parce que la chute de tension dans les thyristors, pour les mêmes courants, est plus grande que dans les diodes en régime permanent et en régimes transitoires.

Ainsi, par exemple, la chute de tension moyenne (de classification) dans un thyristor ВКДУ-150 mesurée dans un montage de redressement du courant monophasé est comprise entre 0,55 et 0,75 V, tandis que dans une diode ВКД-150 qui laisse passer le même courant, elle ne dépasse pas 0,4 ou 0,5 V. Cela s'explique par le fait que bien que la chute de tension dans la jonction centrale J_2 soit de signe opposé aux chutes de tension ΔU_{e1} et ΔU_{e3} dans les jonctions émettrices et inférieure à chacune d'elles en valeur absolue, la chute de tension totale dans le thyristor, égale à la différence entre la somme des chutes de tension dans les deux jonctions émettrices et celle dans la jonction centrale (collectrice), est tout de même plus grande que dans une diode:

$$\Delta U_a = 2\Delta U_e - \Delta U_c. \qquad (7.8)$$

Aux pertes générales de la puissance électrique dans le thyristor provoquées par le courant direct s'ajoutent des pertes notables de puissance en régimes transitoires ainsi que les pertes occasionnées par le courant de commande dans les couches p_2 et n_2 et leur jonction.

D'après les valeurs moyennes de la chute de tension ΔU_a mesurées dans un montage de redressement monophasé du courant, les types de thyristors de puissance énumérés plus haut sont triés en cinq groupes de classification (*A*, *B*, *C*, *D*, *E*) indiqués dans le tableau 7.1.

Tableau 7.1

Groupes	*A*	*B*	*C*	*D*	*E*
Gamme de variation de ΔU_a	0,5 à 0,52	0,53 à 0,65	0,66 à 0,75	0,76 à 1,0	1,01 à 1,40
Types de thyristors	ВКДУ-50 ВКДУ-100 ВКДУВ-100	ВКДУ-50 ВКДУ-100 ВКДУ-150 ВКДУВ-150	ВКДУ-50 ВКДУ-100 ВКДУ-150 ВКДУВ-100 ВКДУВ-150 ВКДУВ-200	ВКДУ-50 ВКДУ-100 ВКДУВ-100 ВКДУВ-150 ВКДУВ-200	ВКДУ-50 ВКДУВ-100

La lettre В à la fin du code du type indique l'emploi du refroidissement par eau. Les autres types sont à refroidissement par air avec circulation forcée.

c) *Caractéristique courant-tension et principaux paramètres des thyristors de puissance*

Plusieurs paramètres qui caractérisent le régime permanent de fonctionnement des thyristors sont déterminés d'après les valeurs limites du courant et de la tension sur la caractéristique courant-tension de l'appareil du genre de celle indiquée sur la figure 7.12,*a*.

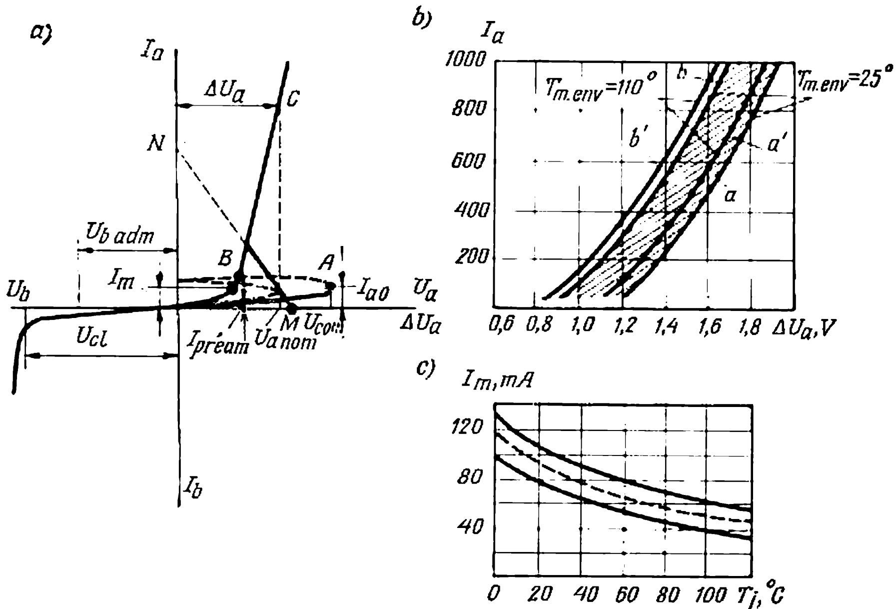


Fig. 7.12. Caractéristiques courant-tension des thyristors:
a—caractéristique complète; *b*—branches directes; *c*—courbes limites de variation du courant de maintien avec la température

On convient de déterminer la valeur nominale de la tension directe $U_{a\ nom}$ d'après laquelle on détermine la classe du thyristor, comme étant égale à 0,6 de la tension de commutation U_{com} du thyristor.

Pour une tension U_{com} le thyristor est débloqué sans courant de commande, tandis que pour $U_{a\ nom}$ il faut introduire dans le circuit de commande un faible courant de commande $I_{com\,(+)}$ dont la valeur dépend, comme on le verra dans le point « g » du présent paragraphe, du type de thyristor et des paramètres du circuit de commande.

Avec l'accroissement progressif de la tension directe, le thyristor est traversé d'abord par un faible courant dit courant de préamorçage

$I_{\text{préam}}$. Lorsqu'on a introduit un courant de commande minimal qui assure l'amorçage du thyristor pour $U_{a\ nom}$, le courant anodique augmente par bond de la valeur de préamorçage jusqu'à la valeur qui correspond au point d'intersection B de la droite de charge MN avec la partie utile BC de la caractéristique courant-tension. Lors du bond du courant, le point de fonctionnement se déplace suivant un lieu géométrique proche de la droite de charge MN.

Lorsque le courant de charge continue à croître (quand R_{ch} diminue) le point de fonctionnement se déplace vers le haut sur la partie utile BC de la caractéristique.

La valeur supérieure du courant anodique est déterminée par le maximum du courant dont la valeur moyenne est limitée par la température maximale d'échauffement du thyristor.

La chute de tension ΔU_a dans le thyristor (tracée sur la figure 7.12,*a* à une échelle plus grande par rapport à celle de U_a) correspondant au courant de charge maximal dépasse en général considérablement la chute de tension moyenne (tension de classification) mesurée dans un montage de redressement du courant monophasé. On peut le voir en comparant les valeurs du tableau 7.1 avec les abscisses de la figure 7.12,*b* où on a tracé les branches directes des caractéristiques courant-tension d'un thyristor du type ВКДУ-150 appartenant au groupe *B*. Ces branches ont été portées en tenant compte de la bande de dispersion ainsi que du déplacement dû à la température.

Les valeurs numériques des paramètres qui font partie de l'équation d'approximation (7.4) des branches directes des caractéristiques courant-tension sont indiquées dans le tableau 7.2 pour les trois groupes de classification (*B*, *C* et *D*) d'un thyristor ВКДУ-150.

Tableau 7.2

Paramètres dans l'équation d'approximation (7.4)	Groupes		
	B	*C*	*D*
U_0, V	0,82	1,01	1,12
r_a, ohms	$82 \cdot 10^{-5}$	$98 \cdot 10^{-5}$	$113 \cdot 10^{-5}$

Quand le courant de charge décroît, le point de fonctionnement se déplace vers le bas sur la partie de travail BC de la caractéristique (voir fig. 7.12,*a*). Au-dessous du point B, sur le prolongement de la partie de travail se trouve un point qui correspond à la valeur minimale possible du courant de charge appelé courant de maintien I_m. A ce courant correspondent les gradients minimaux de concentration de charges dans les bases du thyristor près de la jonction centrale J_2

pour lesquels il ne reste dans les bases qu'une charge critique (courbes *3* et *3'* sur la figure 6.25,*a*).

Avec l'élévation de la température du thyristor, le courant de maintien I_m diminue un peu (fig. 7.12,*c*) car avec des coefficients de transfert de courant α_p et α_n qui augmentent avec la température, les courants minimaux admissibles dans le circuit d'émetteur du thyristor peuvent être diminués. Une bande de dispersion existe aussi pour les valeurs du courant de maintien. Sa valeur moyenne correspond à la courbe en pointillé de la figure 7.12,*c*.

La tension correspondant au commencement du claquage est déterminée pour les thyristors, tout comme pour les diodes, par le commencement d'un accroissement brusque (d'un coude) de la branche inverse de la caractéristique courant-tension. La valeur numérique de la « tension au coude » pour les thyristors est à peu près la même que pour les diodes de puissance bien que dans les thyristors la tension inverse soit reçue par deux jonctions J_1 et J_3. Cela s'explique par le fait que seule la jonction J_1 (fig. 7.11,*b*) peut supporter une tension inverse suffisamment grande, tandis que la jonction J_3 est percée par de faibles tensions car la concentration de charges dans la couche p_2 et surtout dans la couche n_2 est très grande.

La tension inverse maximale admissible $U_{b\ max\ adm}$ à la jonction est généralement prise égale à 0,6 de la tension de claquage. Lorsque $U_{com} \neq U_{cl}$, la classe du thyristor est établie d'après la plus petite de ces deux tensions affectée du coefficient 0,6.

d) Capacité de charge en courant des thyristors

La capacité de charge en courant des thyristors est limitée comme celle des diodes de puissance par la chaleur que le thyristor est capable de céder au milieu refroidissant pour une température maximale admissible du cristal. La quantité de la chaleur dépend du type de thyristor et de l'intensité de refroidissement ainsi que de la différence de température ΔT_j qui s'établit entre le cristal qui est l'endroit le plus chaud du thyristor et le milieu ambiant. Pour les thyristors de fabrication soviétique on a admis pour le cristal la température maximale $T_{j\ max} = 110$ °C.

Les courbes de la figure 7.13,*a* montrent la quantité de puissance thermique que peut dissiper un thyristor du type ВКДУ-150 avec refroidissement par air à circulation forcée en régime permanent en fonction de la vitesse du courant d'air pour différentes températures du milieu ambiant. Elles correspondent à l'égalité (7.1) dont le dénominateur comporte la résistance thermique R_t. Cette résistance peut être représentée comme la somme : 1) d'une résistance thermique intérieure $R_{t.\,i}$ déterminée par le rapport de la différence entre la température du cristal et celle de la surface du refroi-

disseur au flux thermique total quittant le cristal et 2) d'une résistance thermique du refroidisseur $R_{t.\,m.\,env}$ déterminée par le rapport de la différence entre la température de la surface du refroidisseur et celle du milieu ambiant au flux total de la puissance thermique.

La résistance $R_{t.\,i}$ est déterminée surtout par la conductibilité thermique des pièces intérieures du thyristor situées sur l'itinéraire

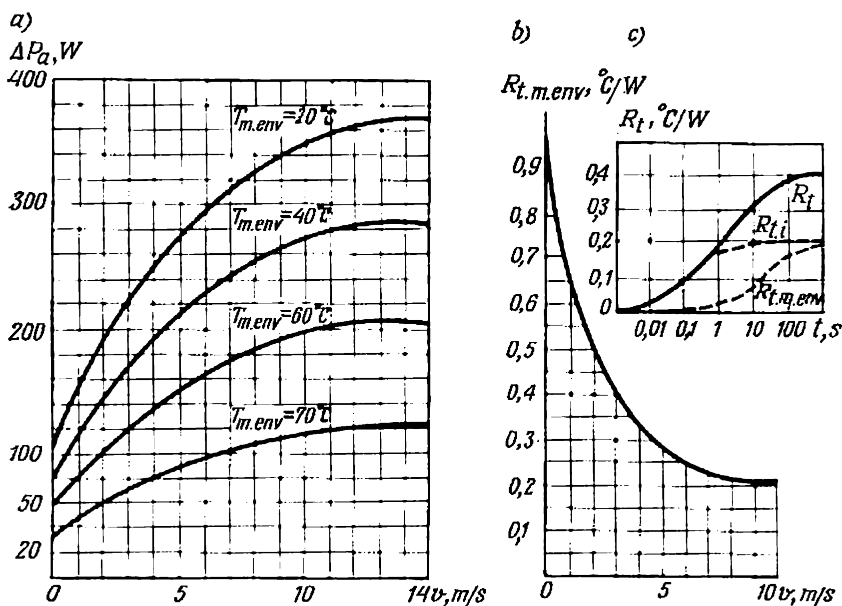


Fig. 7.13. Courbes de la capacité de charge d'un thyristor à refroidissement par air (*a*) ; courbes de la résistance thermique en régime permanent (*b*) et en régime transitoire (*c*)

du flux thermique tandis que la résistance $R_{t.\,m.\,env}$ est déterminée essentiellement par l'intensité des flux de convexion du refroidisseur. La résistance thermique totale a pour expression:

$$R_t = R_{t.\,i} + R_{t.\,m.\,env}. \tag{7.9}$$

L'accroissement de la vitesse du flux lors du refroidissement par air permet de diminuer surtout $R_{t.\,m.\,env}$.

La courbe de la figure 7.13,*b* montre la variation de la composante $R_{t.\,m.\,env}$ de la résistance thermique en fonction de la vitesse du courant d'air v (m/s) dans les thyristors du type ВКДУ-150 en cas d'emploi d'un radiateur standard. On voit d'après cette courbe que la résistance thermique $R_{t.\,m.\,env}$ diminue de plus de quatre fois lorsqu'on passe de la circulation naturelle de l'air ($v = 0$) à la

circulation forcée à une vitesse du courant d'air $v = 10$ m/s qui est généralement adoptée. En cas d'un refroidissement par eau l'influence du débit d'eau sur le régime thermique du thyristor est à peu près la même que pour une diode (voir fig. 7.2,*b*).

En régimes électriques non permanents (en particulier, en présence des surcharges en courant de courte durée et des phénomènes thermiques qui se déroulent dans ces thyristors), les composantes des résistances thermiques $R_{t.m.env}$ varient en fonction du temps selon des lois différentes. Cela s'explique par le fait que la capacité calorifique du corps et du refroidisseur influe sur le bilan thermique en régimes transitoires. La chaleur qui s'y accumule réduit la vitesse d'élévation de la température et, par conséquent, de la résistance thermique en comparaison d'un régime permanent lorsque la chaleur est déjà accumulée par le corps.

La courbe de $R_{t.i}$ sur la figure 7.13,*c* montre la variation dans le temps de la résistance thermique intérieure d'un thyristor ВКДУ-150 en régime transitoire. Cette résistance croît d'abord lentement par suite de l'accumulation par le corps et le refroidisseur d'une forte partie de la chaleur dégagée dans le thyristor et ensuite (au bout d'une seconde environ) $R_{t.i}$ atteint la valeur permanente. Depuis cet instant, la part du flux thermique évacué par le refroidisseur dans le milieu ambiant devient notable. A cela correspond l'accroissement en régime transitoire de la composante $R_{t.m.env}$ de la résistance thermique (fig. 7.13,*c*).

La variation dans le temps de la résistance thermique totale R_t est représentée sur cette figure en continu. Le fait qu'en régimes transitoires la résistance thermique n'atteint pas sa valeur limite permet d'accroître les surcharges de courte durée en courant et donc d'envisager des dissipations de puissance élevées.

Les courbes de la figure 7.14 donnent les valeurs numériques de la puissance limite dissipable pendant une courte durée dans un thyristor ВКДУ-150 en fonction de la durée de la surcharge. Ces courbes ont été construites pour trois valeurs initiales de température du corps $T_{c0} = 50$, 70 et 90 °C à l'instant d'apparition de la surcharge.

D'après les courbes de pertes maximales admissibles de la puissance en régime permanent et en régimes transitoires (fig. 7.13,*a* et 7.14) on peut trouver les courants de charge réellement admissibles lorsque le thyristor fonctionne dans un montage donné de conversion du courant dans les conditions de travail prévues.

On calcule la puissance réellement dissipée dans le thyristor, pour une forme connue de la courbe du courant anodique, de la même façon que pour les diodes, en utilisant soit la méthode graphoanalytique (voir fig. 7.3,*b*), soit la méthode analytique approchée en se servant de l'équation d'approximation (7.4).

L'accroissement de la puissance réelle dissipée dans le thyristor en comparaison d'une diode, pour la même valeur moyenne du courant anodique, est lié à l'introduction de l'angle de commande (ou de retard) α (fig. 7.15,*a*) qui influe sur la durée et la forme de la courbe du courant anodique. Comme nous l'avons déjà indiqué au § 7.2,*a*, la diminution de la durée du courant anodique conduit à un accroissement de la valeur moyenne de la chute de tension ΔU_a pour le même courant moyen I_a. Les courbes indiquées sur la figure 7.15,*b* pour les thyristors du type ВКДУ-150 (avec $\Delta U_a = 0,55$ V)

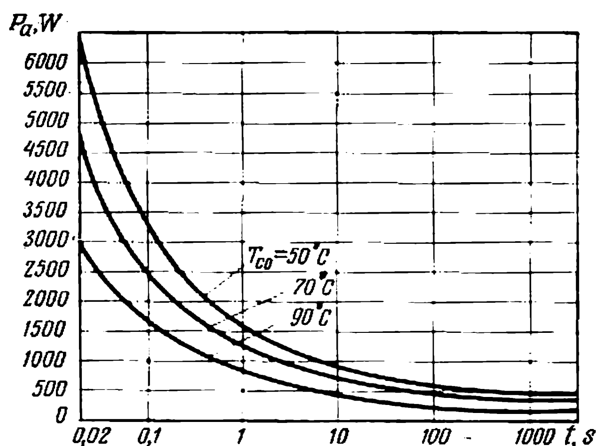


Fig. 7.14. Courbes de surcharges admissibles d'après la puissance dissipée

montrent l'accroissement de la puissance dissipée dans un thyristor ВКДУ-150 en fonction de la valeur moyenne du courant I_a pour différents angles de commande.

Avec l'accroissement de l'angle α le maximum admissible de la puissance dissipée doit être diminué (comme on le voit d'après les limites supérieures des courbes) car avec la réduction de la durée du courant anodique le rapport de la puissance maximale à la puissance moyenne croît. La température maximale du cristal augmente respectivement par rapport à la température moyenne. Ceci est illustré par le diagramme de température de la figure 7.15,*d*, construit pour des impulsions rectangulaires du courant anodique (fig. 7.15,*c*).

Puisque dans le cristal c'est la température maximale (et non pas la température moyenne) qui est limitée, l'accroissement de $\frac{T_{j\,max}}{T_{j\,moy}}$ oblige à réduire la valeur moyenne du courant anodique et de la puissance avec l'accroissement de l'angle α.

On peut évaluer la baisse de la limite supérieure des courbes de la figure 7.15,*b* avec l'accroissement de l'angle α d'après la variation du facteur de forme de la courbe :

$$K_f = \frac{I_{a.\,eff}}{I_a}. \tag{7.10}$$

Le facteur K_f diminue quand l'angle $\lambda = \pi - \alpha$ de passage du courant anodique augmente.

En estimant l'échauffement d'un thyristor d'après la valeur efficace du courant $I_{a.\,eff}$ qui est le numérateur de la formule (7.10),

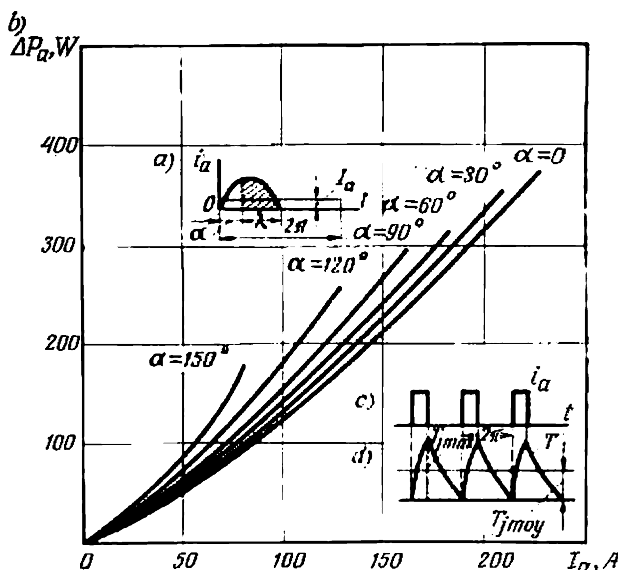


Fig. 7.15. Capacité de charge d'un thyristor pour différents angles de commande α :

a—courbe du courant anodique pour un angle de commande α ; *b*—courbes de la puissance dissipée admissible ; *c* et *d*—impulsions de courant anodique et courbe de température

on suppose que la résistance interne équivalente r_a du thyristor reste constante. Les valeurs numériques du facteur de forme pour des courants de forme rectangulaire et demi-sinusoïdale dans un montage de redressement monophasé sont représentées en fonction de l'angle λ par les courbes de la figure 7.16,*a*. La courbe supérieure est relative à une demi-sinusoïde et la courbe inférieure à une courbe rectangulaire du courant anodique.

La courbe inférieure peut également être utilisée pour le calcul de la puissance dissipée dans un thyristor fonctionnant dans les

montages polyphasés de conversion du courant car la courbe du courant dans ces montages diffère peu d'une courbe rectangulaire.

A l'aide du facteur K_f on a construit sur la figure 7.16,*b* une courbe d'après laquelle on peut trouver directement le courant de charge admissible en fonction de l'angle α ou de l'angle $\lambda = \pi - \alpha$ pour un fonctionnement de longue durée.

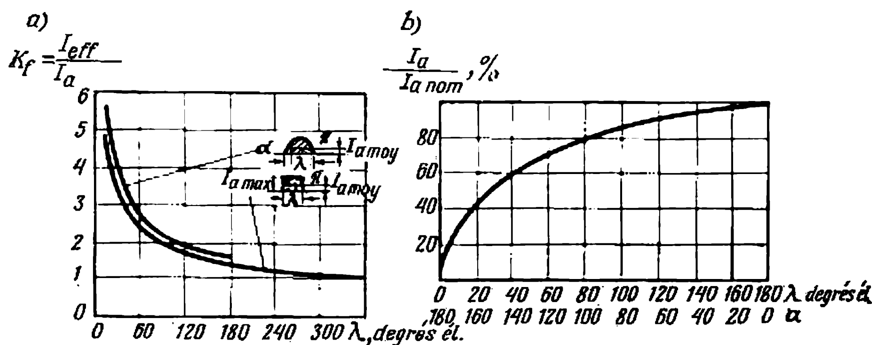


Fig. 7.16. Courbes du facteur de forme (*a*) et valeurs admissibles des courants de charge en fonction de l'angle de commande (*b*)

On est obligé aussi à réduire le courant de charge admissible du thyristor lorsque la température du milieu ambiant est supérieure à la température nominale. La réduction nécessaire peut être trouvée d'après la courbe de la figure 7.5,*a* indiquée pour les diodes.

Lorsque les courants dépassent les valeurs admissibles, les thyristors, comme les diodes, sont connectés en parallèle. Pour obtenir une répartition suffisamment uniforme des courants entre les thyristors fonctionnant en parallèle, il faut non seulement réduire au minimum les écarts entre les valeurs des chutes de tension directes (0,002 V au maximum) mais aussi avoir minimaux les écarts des résistances thermiques (0,06 à 0,08 °C/W au maximum). Avec un coefficient de température négatif l'inégalité des résistances thermiques peut faire que la non-uniformité initiale dans la répartition du courant augmentera lors de l'élévation de la température du thyristor, ce qui provoque une surchauffe inadmissible.

Comme il est très difficile de choisir des thyristors dont les écarts des branches directes et la différence des résistances thermiques soient aussi faibles qu'il faut, on est obligé à munir les thyristors branchés en parallèle de compensateurs analogues à ceux utilisés pour les diodes (voir § 7.2).

En plus des critères indiqués pour le choix du courant de charge, il existe également une limitation pour la vitesse d'accroissement

du courant anodique $\frac{di_a}{dt}$. Une telle limitation est liée au fait que pendant la période initiale de l'accroissement du courant anodique les porteurs (les électrons) passant de la couche n_2 dans la base p_2 affluent principalement à l'électrode de commande *EC* où sont concentrés les trous introduits par le courant de commande (fig. 7.17,*a*). Avec le temps, le canal de conduction pour le courant anodique

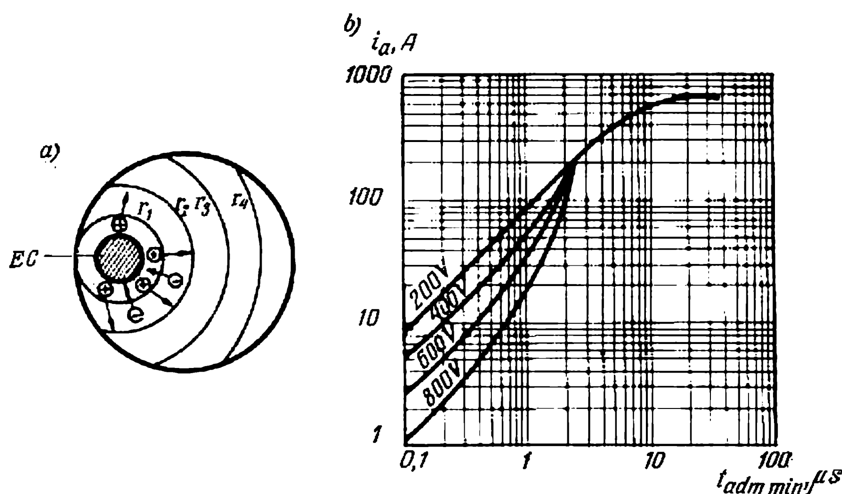


Fig. 7.17. Diagramme de mouvement des charges depuis l'électrode de commande vers la surface totale de la jonction émettrice lors de l'amorçage du thyristor (*a*) ; courbes de la vitesse admissible de l'accroissement du courant anodique (*b*)

s'élargit et occupe finalement toute l'aire des jonctions. Cet élargissement figuré par les circonférences se produit à une vitesse finie de 0,1 à 0,2 mm/μs environ. Pour cette raison, si le courant anodique croît plus rapidement que s'élargit le canal de conduction, la densité de courant croissant dépasse la densité normalement admissible. Cela provoque une surchauffe locale des canaux étroits de conduction. La puissance excédentaire qui se dégage alors et la surchauffe du cristal sont d'autant plus grandes que le courant et la tension aux électrodes du thyristor sont plus élevés.

Pour éviter une surchauffe locale qui raccourcirait la vie des appareils, on limite la vitesse d'accroissement du courant anodique $\frac{di_a}{dt}$.

La vitesse limite dépend des dimensions, de la forme et de la disposition de l'électrode de commande, de l'homogénéité structurale des jonctions émettrice J_3 et collectrice J_2 ainsi que de la valeur du courant de commande. Plus fort est ce courant plus grand est

le nombre de charges qui diffusent depuis l'électrode de commande dans la profondeur de la base et plus large est le canal initial de conduction. Cela diminue la non-uniformité dans la répartition de la densité de courant suivant les aires des jonctions.

D'après les résultats des mesures faites sur des échantillons de thyristors du type ВКУ-10, la vitesse maximale admissible d'accroissement du courant anodique, pour $U_{a0} = 200$ à 250 V, est comprise entre 20 et 40 A/µs *). La limite inférieure se rapporte aux valeurs minimales nécessaires du courant de commande I_{com} et la limite supérieure aux valeurs plus grandes de ce courant. Les vitesses maximales admissibles d'accroissement du courant anodique dans les thyristors fabriqués en série par certaines firmes étrangères sont comprises entre 40 et 100 A/µs suivant la valeur des tensions anodiques, comme le montrent les courbes de la figure 7.17,*b*. En abscisses est portée l'échelle du temps minimal nécessaire pour l'accroissement du courant anodique jusqu'aux valeurs maximales indiquées en ordonnées.

Lorsque les vitesses d'accroissement du courant anodique dépassent les valeurs admissibles, on limite $\frac{di_a}{dt}$ en introduisant une faible inductance dans le circuit du thyristor.

e) Tensions directes et inverses maximales admissibles dans les thyristors. Connexion des thyristors en série

Le rapport de la tension de commutation U_{com} à la valeur nominale de la tension directe $U_{a\,nom}$ qui caractérise la classe du thyristor est établi en régime permanent. En régimes transitoires, on est obligé à limiter la vitesse d'accroissement de la tension anodique $\frac{du_a}{dt}$. Cela est dû au fait qu'avec un accroissement très rapide de la tension anodique, le thyristor peut s'amorcer sous l'action du courant de charge de la jonction collectrice (§ 6.7,*a*) pour des valeurs de la tension inférieures à U_{com} même en l'absence de courant de commande.

La valeur du courant de charge correspond à l'égalité:

$$i_C = C_c \frac{du_a}{dt}. \tag{7.11}$$

Avec l'accroissement de $\frac{du_a}{dt}$, le courant capacitif croît et avec lui augmente la charge dans les bases du thyristor. Lorsque cette

*) Le constructeur ne garantit ces thyristors que lorsque la vitesse d'accroissement du courant anodique $\frac{di_a}{dt}$ ne dépasse pas 10 A/µs pour une tension U_{a0} qui correspond à la classe du thyristor.

charge se trouve suffisante pour créer près de la jonction centrale les gradients de concentration minimaux nécessaires (courbes *3* et *3'* de la figure 6.25,*a*), le thyristor commence à conduire même sans courant de commande. Un tel amorçage prématuré d'un thyristor commandé provoque des perturbations du régime de conversion du courant et, pour cette raison, il doit être évité.

Les valeurs limites admissibles de $\frac{du_a}{dt}$ sont limitées par la valeur du courant d'amorçage I_{a0} (fig. 7.12,*a*) car tant que cette intensité de courant n'est pas atteinte, le thyristor ne peut pas être amorcé en l'absence de courant de commande.

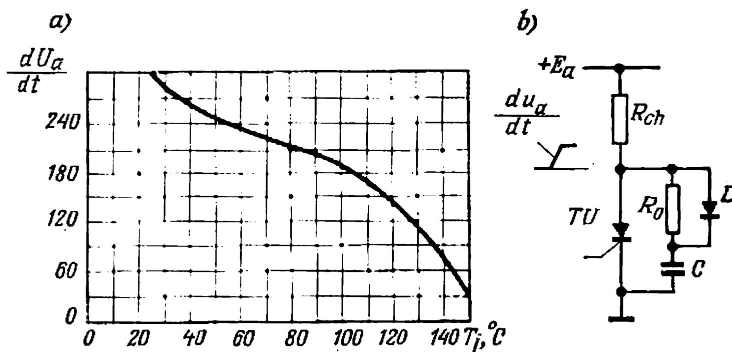


Fig. 7.18. Courbe de la vitesse admissible d'accroissement de la tension anodique en fonction de la température du cristal (*a*); schéma de l'ensemble de limitation de la vitesse d'accroissement de la tension anodique (*b*)

Avec l'accroissement de la température, le courant d'amorçage I_{a0} diminue pour la plupart des thyristors et, pour cette raison, la valeur admissible de $\frac{du_a}{dt}$ diminue aussi lorsque la température s'élève. La courbe de la figure 7.18,*a* montre cette relation.

On voit d'après cette courbe, que lorsque la température du cristal $T_j = 25$ °C, la valeur admissible de $\frac{du_a}{dt} = 250$ V/μs et pour $T_j = 140$ °C la valeur admissible de $\frac{du_a}{dt} = 65$ V/μs. En se servant d'une courbe analogue, on peut trouver le temps minimal que prend la tension anodique pour atteindre sa valeur limite. Avec un accroissement linéaire de U_a le temps minimal requis est:

$$t_{min} = \frac{U_a}{\frac{du_a}{dt}}. \tag{7.12}$$

Lorsque la tension anodique aux bornes du thyristor augmente d'après une sinusoïde ou d'après une exponentielle (ce qui est géné-

ralement le cas des régimes transitoires) la formule (7.12) est valable seulement pour la partie initiale de l'accroissement linéaire de la tension. Vu qu'avec une courbe exponentielle la partie de l'accroissement linéaire correspond à peu près à 0,632 de la valeur maximale de la tension de commutation le temps d'accroissement admissible minimal est environ:

$$t'_{\min} = \frac{0,632 U_{\text{com}}}{\frac{du_a}{dt}}. \tag{7.13}$$

Ensuite la vitesse d'accroissement de la tension anodique diminue et, pour cette raison, l'amorçage prématuré du thyristor devient impossible.

Lorsque la vitesse d'accroissement de la tension anodique dépasse la valeur maximale admissible pour la température la plus élevée $T_{j\ \max}$ du cristal la diminution de $\frac{du_a}{dt}$ peut être obtenue en shuntant le thyristor par un condensateur extérieur C (fig. 7.18,*b*). La charge progressive du condensateur à travers la diode D limite la vitesse d'accroissement de la tension aux bornes du thyristor. La résistance additionnelle R_0 limite la valeur et aussi la vitesse d'accroissement du courant de décharge du condensateur qui passe par le thyristor lors de son déblocage.

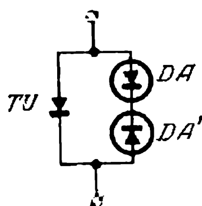


Fig. 7.19. Schéma de montage des diodes à avalanche pour la protection contre les surtensions

En plus des tensions statiques et de commutation des régimes transitoires, les thyristors peuvent être soumis aux surtensions qui peuvent prendre naissance dans de puissantes installations en régime d'avarie, au cas où le courant consommé diminue brusquement ainsi que sous l'action des agents atmosphériques.

Tant que les surtensions de courte durée ne dépassent pas considérablement la tension de commutation U_{com} ni la tension de claquage, les thyristors conservent généralement leurs propriétés d'arrêt et la possibilité d'être commandés.

Les thyristors d'exécution normale sont protégés contre les surtensions plus fortes par un groupe parallèle de diodes à avalanche branchées en série et en opposition (fig. 7.19). La diode supérieure DA protège le thyristor contre le claquage sous l'action de la tension inverse et la diode inférieure DA' contre les surtensions directes. La tension de claquage des diodes à avalanche ne doit pas dépasser considérablement la tension de commutation du thyristor ni sa tension de claquage.

L'utilisation des diodes à avalanche pour la protection des thyristors contre la surtension devient inutile si la jonction *p-n* J_1 qui joue le rôle d'une jonction d'arrêt est faite comme celle des diodes

à avalanche (§ 7.2,*c* et fig. 7.9,*c*). De tels thyristors sont appelés *thyristors à branche inverse à avalanche*. Sur la figure 7.20,*a* on voit une famille de branches inverses des thyristors industriels à avalanche prélevées pour différents niveaux de tension de claquage. Les valeurs des courants inverses portées en ordonnées correspondent au claquage réversible par avalanche.

La puissance maximale qu'un thyristor peut dissiper en régime de surtensions dépend de la durée des impulsions ainsi que de la

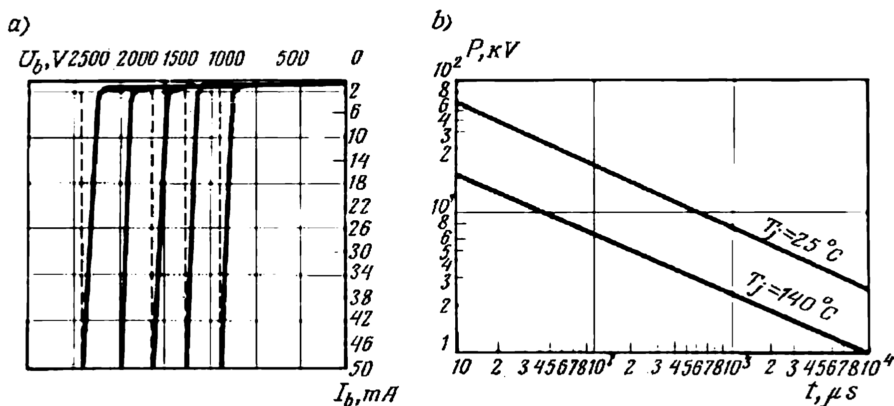


Fig. 7.20. Branches inverses des caractéristiques courant-tension des thyristors à structure à avalanche de la jonction (*a*) ; puissance dissipée en fonction de la durée des impulsions de surtension (*b*)

température initiale du cristal à l'instant d'apparition des surtensions. Les courbes de la figure 7.20,*b* donnent les valeurs numériques de cette puissance dans les thyristors à caractéristiques indiquées sur la figure 7.20,*a*. Lors des surtensions de courte durée (ne dépassant pas 2 ou 3 µs) les amplitudes des impulsions de courant inverse des thyristors à caractéristiques à avalanche peuvent atteindre plusieurs ampères.

Si les tensions directes ou inverses dans un circuit comprenant un thyristor dépassent les valeurs maximales admissibles pour la classe donnée, les thyristors sont connectés en série (fig. 7.21,*a*). On peut connecter en série seulement des thyristors appartenant à la même classe. Mais même lorsqu'on observe cette condition les tensions directes et inverses peuvent être réparties de façon non uniforme entre les thyristors en régimes permanent et transitoire.

La cause d'une répartition inégale de la tension directe avant le déblocage des thyristors peut être la pente inégale des portions de préamorçage de leurs caractéristiques courant-tension. Un même courant de préamorçage créé par la tension directe et passant par

tous les thyristors connectés en série y développe des chutes de tension différentes.

La plus grande partie de la tension directe agit dans ce cas sur le thyristor dont la partie de préamorçage de la caractéristique est disposée plus bas que celles des autres thyristors (thyristor TU_1 sur la figure 7.21,*a* et *b*). Si le courant d'amorçage de ce thyristor est aussi le plus petit, il commence à conduire le premier, puis les

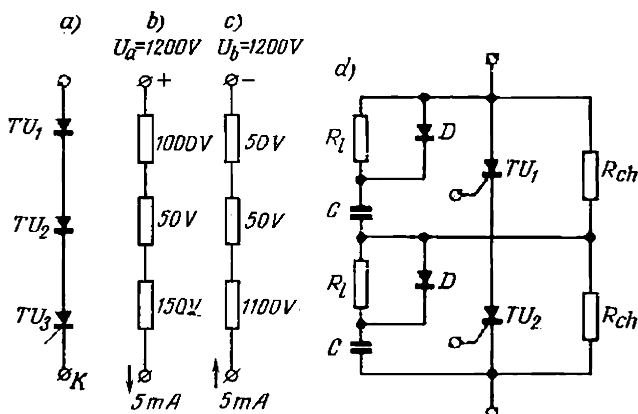


Fig. 7.21. Connexion des thyristors en série:
a, *b*, *c*—schémas et répartition des tensions directes et inverses; *d*—diviseurs de tension

autres transistors entrent en jeu, d'où le risque d'un déblocage prématuré du canal de conduction et d'une perturbation du fonctionnement normal du système de conversion du courant.

Si c'est dans les thyristors soumis à une tension plus faible que le courant atteint le plus vite son niveau d'amorçage, ces thyristors s'amorcent avant les autres et les thyristors bloqués sont alors inévitablement soumis à des surtensions qui peuvent provoquer un claquage irréversible. Une forte irrégularité dans la répartition des tensions entre les thyristors couplés en série apparaît aussi lorsque les impulsions de commande ne sont pas rigoureusement simultanées.

Pour prévenir cela, le circuit de commande doit être commun pour les thyristors connectés en série.

La répartition non uniforme de la tension inverse en régime permanent est due aux différentes pentes des parties faiblement inclinées des branches inverses des caractéristiques courant-tension. En régimes transitoires s'ajoute encore la vitesse inégale de diminution des charges résiduelles. Après le passage du courant direct, une partie de ces charges crée un courant inverse du régime transitoire. Le thyristor dont le courant inverse diminue plus rapide-

ment que celui des autres thyristors est soumis à une plus grande fraction de la tension inverse laquelle peut se trouver suffisante pour y provoquer un claquage réversible ou même irréversible.

Les valeurs des tensions indiquées sur la figure 7.21,*c* permettent de juger d'une forte inégalité dans la répartition de la tension inverse. Le thyristor TU_3 est soumis à la plus grande tension inverse proche de la tension de claquage. Si ce thyristor est percé les autres thyristors le seront aussi car leur tension de claquage se trouve dépassée.

On assure une répartition uniforme des tensions directes et inverses agissant sur les différents thyristors en shuntant ces derniers (comme les diodes) par des diviseurs de tension à résistances ou à résistances et capacités (fig. 7.21,*d*). Un diviseur de tension à résistances assure l'égalisation de la tension en régime permanent et un diviseur à résistances et capacités en régimes transitoires.

La résistance R_{ch} dans les sections d'un diviseur de tension à résistances peut être trouvée à l'aide de la formule:

$$R_{ch} = \frac{nU_{0\,min} - E_{a\,max}}{(n-1)\,I_{a0\,max}}, \tag{7.14}$$

où n est le nombre de sections dans le diviseur de tension;

I_{a0} le courant d'amorçage du thyristor, en ampères.

On choisit la capacité du condensateur dans un diviseur de tension à résistances et capacités en partant de l'égalité:

$$C = \frac{10 I_{b\,max}}{U_{b\,max\,adm}}, \tag{7.15}$$

où $I_{b\ max}$ est la valeur maximale du courant inverse, en ampères, qui correspond à la tension $U_{b\ max\ adm}$ exprimée en volts.

La résistance R_l branchée en série avec les condensateurs est destinée à limiter (comme dans le schéma de la figure 7.8,*e*) le courant de décharge du condensateur lors de l'amorçage du thyristor. On choisit sa valeur entre 10 et 30 ohms, en fonction de la valeur de la capacité C.

La diode D joue le même rôle que dans le schéma de la figure 7.18,*b*; elle shunte la résistance R_l en assurant ainsi le branchement direct du condensateur au thyristor.

f) Phénomènes transitoires dans les thyristors de puissance

Les phénomènes transitoires qui se déroulent pendant des périodes d'amorçage et de coupure d'un thyristor présentent un intérêt pratique quand il faut évaluer: a) les pertes de puissance complémentaires en régime transitoire, b) le temps d'accroissement du

courant anodique, c) le temps de rétablissement de l'état bloqué du thyristor après le passage du courant direct.

Les courbes de la figure 7.22,*a* traduisent la variation dans le temps du courant et de la tension dans un thyristor commandé à charge ohmique dans son circuit anodique pendant son amorçage. La figure 7.22,*b* représente l'impulsion de courant de commande $I_{com(+)}$.

En comparant les courbes de la figure 7.22,*a* avec celles de la figure 6.30,*a* on voit que l'allure des courbes du courant et de la

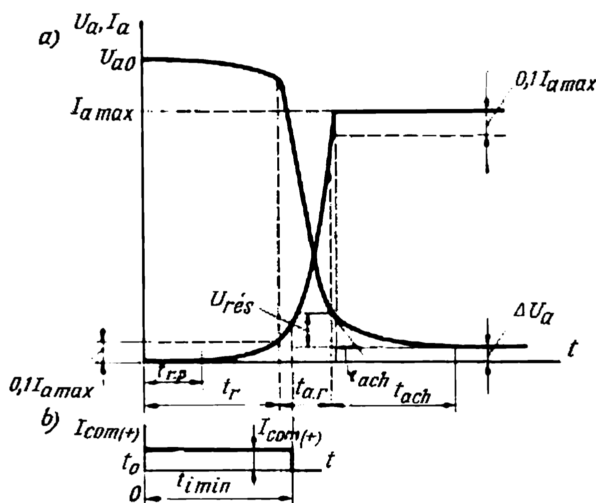


Fig. 7.22. Oscillogrammes de courant et de tension lors de l'amorçage d'un thyristor (*a*) et impulsion de courant de commande (*b*)

tension dans l'étape d'amorçage est à peu près la même pour les thyristors de forte et de faible puissance. La première étape du phénomène transitoire, quand le courant anodique est complètement absent, détermine le temps de retard propre $t_{r.p}$. Le temps $t_{r.p}$ est nécessaire pour que les premiers porteurs, après avoir passé par la jonction émettrice et la base n_1, atteignent la jonction centrale (collectrice).

Durant le temps de retard total t_r le courant anodique croît de 0 à 0,1 de sa valeur nominale. La charge augmente alors jusqu'à sa valeur critique à laquelle correspondent les courbes *3* et *3'* sur la figure 6.25,*a*. La tension aux bornes du thyristor décroît durant ce temps de sa valeur totale jusqu'à 0,9 de cette valeur.

Après l'écoulement du temps de retard t_r commence l'étape d'accroissement rapide de régénération $t_{a.r}$ durant laquelle le courant anodique croît rapidement de 0,1 à 0,9 de sa valeur nominale. Durant

cette étape, les charges des composantes électronique et de trous du courant anodique, en passant dans les sens opposés par la jonction collectrice, contribuent à l'accroissement rapide du courant.

Durant l'étape d'accroissement rapide $t_{a.r}$ du courant anodique jusqu'à sa valeur totale ou presque la tension aux bornes du thyristor baisse en passant de 0,9 de sa valeur initiale U_{a0} jusqu'à une certaine valeur résiduelle $U_{rés}$ laquelle diminue ensuite jusqu'à la valeur normale de la chute de tension ΔU_a dans le thyristor durant l'étape d'achèvement du phénomène transitoire t_{ach}.

Durant l'étape d'achèvement, la tension baisse jusqu'à une valeur qui correspond au point d'intersection de la droite de charge *MN* avec la portion de travail *BC* de la branche directe de la caractéristique courant-tension (voir fig. 7.12,*a*). La baisse de la tension dans l'étape d'achèvement est liée au remplissage des bases par les charges en régime de saturation (passage des courbes *4* et *4'* aux courbes *5* et *5'* de la figure 6.25,*a*) et à la diminution de la tension à la jonction centrale J_2 et de la résistivité des bases ainsi qu'à l'élargissement des canaux de conductibilité dans le thyristor.

La valeur numérique du temps de retard t_r dépend de l'amplitude choisie de l'impulsion de courant dans le circuit de commande $I_{com(+)}$ (hauteur du rectangle de la fig. 7.22,*b*).

La durée minimale de l'impulsion de courant de commande $t_{i\,min}$ doit dépasser un peu celle du retard t_r afin d'assurer l'amorçage de l'étape d'accroissement rapide du courant anodique. Ceci fait, le courant anodique croît indépendamment du courant de commande.

Les courbes *1* et *2* de la figure 7.23,*a*, qui sont les courbes limites de la bande de dispersion des caractéristiques, montrent la relation entre le temps de retard et le courant de commande.

On peut juger de l'influence des valeurs absolues du courant anodique et de la tension aux étapes d'accroissement rapide $t_{a.r}$ et d'achèvement t_{ach} dans un thyristor d'après les courbes de la figure 7.23,*b* qui ont été relevées à différents instants d'amorçage du thyristor pour deux valeurs de la tension anodique du thyristor et deux valeurs du courant anodique. En ordonnées de la figure 7.23,*b* sont portées les valeurs des tensions anodiques rapportées à la tension d'alimentation E_a. Ces courbes démontrent que si le courant influe peu sur $t_{a.r}$ et t_{ach}, l'augmentation de la tension anodique de 100 à 500 V se traduit par une faible réduction de la durée de ces étapes, ce qui peut être expliqué par l'influence du champ dans la jonction centrale sur la valeur des gradients de concentration limites dans la base durant ces étapes.

La durée absolue de l'étape d'accroissement rapide peut être trouvée d'après la formule (6.10) et celle de l'étape d'achèvement peut être adoptée approximativement égale à 4 ou 5 constantes de temps τ_{ach} (voir fig. 7.22,*a*).

On peut trouver la valeur moyenne de la puissance dissipée dans le thyristor durant l'étape d'amorçage d'après la somme moyenne des produits des valeurs instantanées du courant par celles de la tension du thyristor durant le temps total d'amorçage. Vu qu'à l'étape de retard t_r le courant anodique est faible et qu'à l'étape

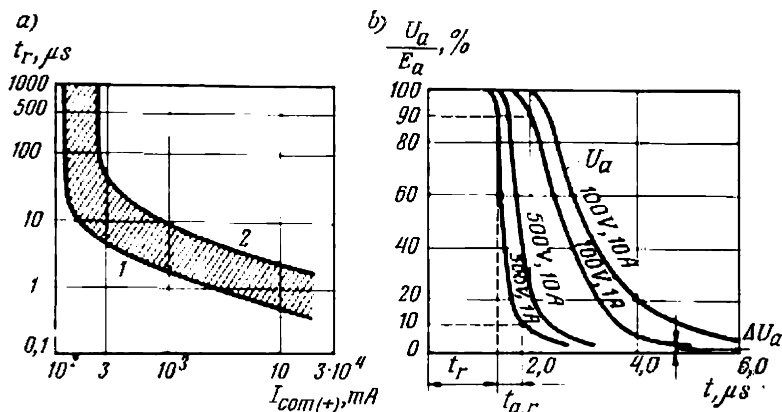


Fig. 7.23. Bande de dispersion du temps de retard t_r en fonction du courant de commande (a) ; famille de courbes de la baisse de tension dans le thyristor durant l'étape d'amorçage pour différentes valeurs absolues du courant et de la tension (b)

d'achèvement t_{ach} c'est la tension anodique qui est faible, la valeur moyenne de la puissance dissipée durant l'étape d'amorçage ramenée à $t_{a.r}$ peut être trouvée d'après la relation approximative:

$$\Delta P_{am} = aI_{a\,max}U_{a0}, \tag{7.16}$$

où a est un coefficient numérique dont la valeur est comprise entre 0,2 et 0,35, suivant la fraction de la puissance dissipée à l'étape d'achèvement.

Les courbes de la figure 7.24,a et b montrent la variation du courant inverse et de la tension inverse durant l'étape de désamorçage ou de coupure du thyristor. La forme de la courbe de la tension inverse U_b est proche d'un trapèze. Il est à noter que la tension inverse U_b apparaît aux bornes du thyristor non pas à l'instant t_0 où le courant anodique tombe à zéro, mais un peu plus tard à un instant t_1. L'intervalle t_0-t_1 est nécessaire pour que les concentrations de charges excédentaires dans les bases du thyristor à la limite des jonctions émettrices diminuent en passant du niveau correspondant au régime de saturation (voir fig. 6.27,a) jusqu'aux valeurs d'équilibre. Le courant inverse dans le thyristor atteint à l'instant t_1 sa valeur maximale $I_{b.tr\,max}$.

Après l'instant t_1, le courant inverse du régime transitoire $I_{b\ tr}$ (courant inverse excédentaire) diminue progressivement jusqu'à sa valeur permanente I_b en l'atteignant à peu près à l'instant t_2.

La diminution du courant inverse excédentaire $I_{b\ tr}$ jusqu'à la valeur permanente I_b ne signifie pas que tous les porteurs excédentaires sont disparus des bases. Dans les couches profondes des bases (voir fig. 6.27,*a*) il reste encore des charges qui disparaissent après, à la suite de leur recombinaison. Si une tension positive est rétablie sur le thyristor avant que ces charges aient disparu, elles peuvent, en cas de leur concentration notable, provoquer un amorçage prématuré du thyristor (voir les courbes en pointillé de i_a et Δu_a de la figure 7.24,*a* et *b*). Cela perturbe le régime normal de fonctionnement du convertisseur. Le courant capacitif qui passe par la jonction collectrice durant la baisse de la tension inverse t_3-t_4 et l'accroissement de la tension directe t_4-t_5 peut également contribuer à un réamorçage prématuré du thyristor. Plus rapide est la variation dans le temps des tensions inverse et directe plus intense est le courant capacitif (fig. 6.25,*b*).

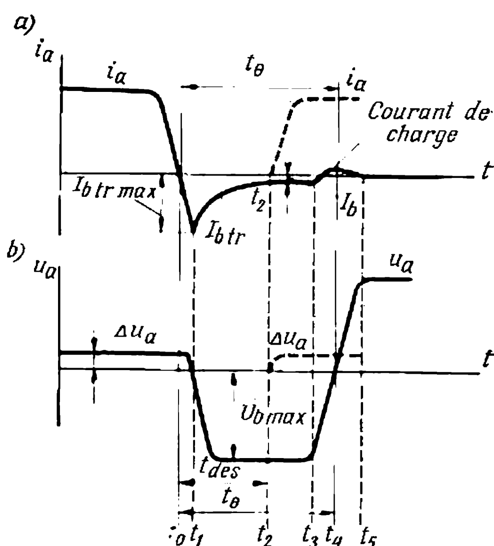


Fig. 7.24. Oscillogrammes de courant (*a*) et de tension (*b*) durant l'étape de coupure du courant et de rétablissement des propriétés de blocage du thyristor

Lorsqu'il reste peu de charges excédentaires dans les couches profondes de bases et que les valeurs du courant capacitif dans la jonction collectrice sont peu élevées (ce qui a lieu pour des valeurs relativement faibles de $\frac{du_b}{dt}$ et $\frac{du_a}{dt}$), le réamorçage prématuré du thyristor est exclu (la partie en continu de la courbe de U_a sur la figure 7.24,*b* et la partie de courant zéro sur la figure 7.24,*a*).

Le temps t_0 nécessaire pour rétablir l'état bloqué du thyristor est généralement calculé depuis l'instant de passage par zéro du courant direct i_a jusqu'à l'instant où la tension anodique peut devenir positive sans occasionner un réamorçage prématuré du thyristor. Pour la disparition complète des charges excédentaires après la

baisse du courant inverse $I_{b\ tr}$ un intervalle de temps complémentaire t_2-t_4 égal à t_θ-t_{des} est nécessaire.

La valeur numérique du temps de rétablissement t_θ dépend de la géométrie et des propriétés physiques du thyristor, du courant anodique i_a qui passait par ce dernier, de la vitesse de diminution de la tension inverse U_b ainsi que de la température du cristal T_j. Avec l'accroissement du courant anodique et de la température T_j le temps de rétablissement augmente comme le montre la famille

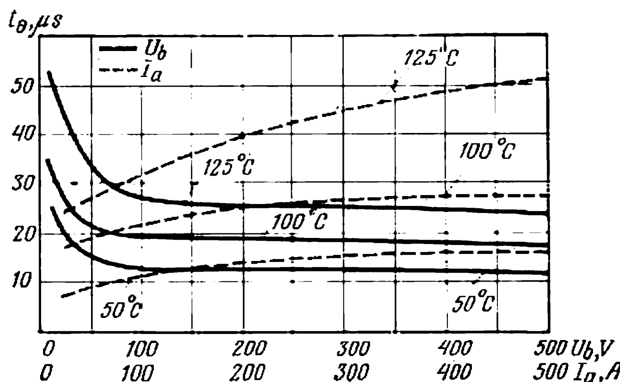


Fig. 7.25. Courbes de variation du temps de rétablissement en fonction du courant, de la tension et de la température

de courbes en pointillé sur la figure 7.25. Inversement, avec l'accroissement de la tension anodique inverse le temps de rétablissement t_θ diminue. Cette diminution est particulièrement visible dans la gamme de faibles valeurs absolues des tensions (inférieures à 50 V).

Le temps de rétablissement ou de recouvrement t_θ est l'un des principaux paramètres du thyristor. Les fréquences d'utilisation du thyristor dépendent de la valeur numérique de ce temps.

La puissance perdue dans le thyristor pendant le temps de descente t_{des} du courant inverse excédentaire peut être trouvée d'après l'égalité approchée:

$$\Delta P_{\text{désam}} = aU_b I_{b\ \text{tr max}}, \qquad (7.17)$$

où a est un coefficient numérique dont la valeur est comprise entre 0,03 et 0,2.

En première approximation la durée de descente du courant inverse excédentaire t_{des} peut être adoptée égale à 4 ou 5 constantes de temps de la vie des porteurs dans la base.

Les pertes de puissance totales

$$\Delta P_\Sigma = \Delta P_{\text{am}} + \Delta P_{\text{désam}}. \qquad (7.18)$$

g) Caractéristiques et paramètres des circuits de commande

Les caractéristiques de commande des thyristors de puissance ne diffèrent pas en principe des caractéristiques indiquées sur les figures 6.30,*b* et 6,31,*a* et *b*. La différence consiste seulement dans les valeurs numériques du courant de commande et l'influence un peu plus accusée de la température, vu la valeur relativement plus élevée de la puissance thermique dissipée dans le thyristor.

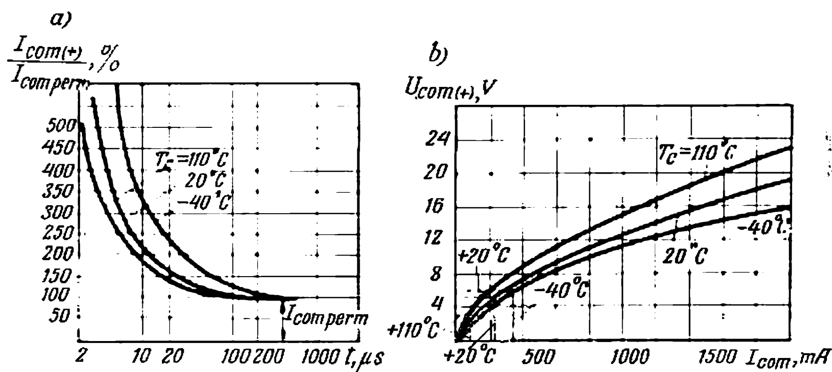


Fig. 7.26. Courbes de variation de l'amplitude du courant de commande en fonction de la largeur de l'impulsion (*a*) ; caractéristiques d'entrée du circuit de commande (*b*)

Les amplitudes requises des impulsions de courant de commande des thyristors du type ВКДУ-150 en fonction de la durée des impulsions sont représentées par les courbes indiquées pour trois températures du corps $T_c = 110$ °C, $T_c = 20$ °C et $T_c = -40$ °C (fig. 7.26,*a*). En ordonnées sont portées les valeurs relatives du courant de commande $I_{com(+)}$ en pourcentage de la valeur permanente du courant de commande qui correspond au minimum de courant dans la famille des courbes indiquées. La valeur permanente du courant de commande détermine le courant requis en régime de commande statique. L'accroissement de l'amplitude du courant de commande qui entraîne la diminution du temps de retard t_r et l'accroissement possible de $\frac{di_a}{dt}$ est rationnel seulement jusqu'au moment où la largeur de l'impulsion d'entrée devient inférieure à 5 µs, car l'étape de régénération doit être déclenchée par l'impulsion d'amorçage.

La relation entre les courants et les tensions dans le circuit de commande (leurs valeurs sont mesurées directement aux bornes d'entrée du circuit de commande) est représentée par les caractéristiques d'entrée relevées sur un thyristor du type ВКДУ-150 pour

trois températures du corps (fig. 7.26,*b*). Les valeurs des courants et des tensions en régime de commande statique correspondent sur ce dessin aux valeurs limitées par les droites en pointillé sur les portions initiales des caractéristiques. On voit d'après la disposition des horizontales en pointillé (fig. 7.26,*b*) que pour des températures plus basses du corps du thyristor il faut avoir une valeur plus élevée de la tension de commande $U_{com(+)}$ (par suite de la valeur plus grande de $I_{com(+)}$) bien que la caractéristique d'entrée pour cette température soit située plus bas que les autres.

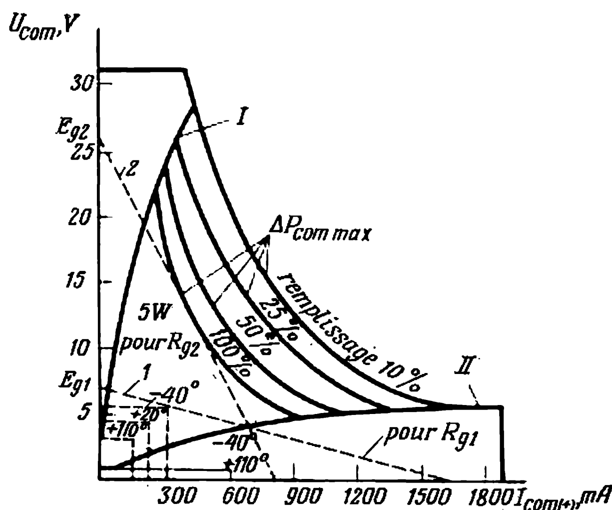


Fig. 7.27. Diagramme des courants de commande et de la tension d'un thyristor du type ВКДУ-150

Pour de courtes impulsions de courant de commande, les points qui déterminent les courants et les tensions de commande se déplacent vers le haut suivant les courbes de la figure 7.26,*b* conformément aux valeurs du courant déterminées par les courbes de la figure 7.26,*a*.

Lorsqu'à une source de commande commune sont branchés plusieurs thyristors (en particulier des thyristors montés en série et en parallèle) l'amorçage sûr de tous les thyristors est assuré lorsque la caractéristique externe de la source de commande en régime statique (droite *1* de la figure 7.27) est située au-dessus des rectangles en pointillé et en cas d'une commande par impulsions (droite *2* sur la même figure) cette caractéristique embrasse la longueur maximale des courbes limites *I* et *II* qui déterminent la plage de dispersion des caractéristiques du thyristor. Celle de la figure 7.27 est

relative aux thyristors du type ВКДУ-150 pour tous ses groupes de classification et la gamme totale de variations des températures.

Le choix des valeurs de la f.é.m. de la source (du générateur) de commande et de la résistance R_g dans le circuit qui détermine la position de la caractéristique externe de la source de commande dans le système des coordonnées est limité en haut par une hyperbole qui correspond à la puissance de dissipation admissible dans les couches de commande du thyristor. Cette puissance est limitée à son tour par la température d'échauffement complémentaire de ces couches.

Si l'on convient que l'échauffement complémentaire ne dépasse pas $\Delta T = 7$ à 7,5 °C, la puissance de commande $P_{\text{com max}}$ des thyristors du type ВКДУ-150 peut être adoptée égale à 5 W environ, car la résistance thermique des thyristors par rapport à leur couche cathodique est de l'ordre de 1,5 à 2,5 °C/W.

A la puissance de commande $P_{\text{com max}} = 5$ W en régime statique de commande (qui peut être considéré comme un régime à remplissage de 100 % de la période de commande par des impulsions ou comme un rapport période-durée d'impulsions nul) correspond le produit des coordonnées des points de l'hyperbole inférieure sur la figure 7.27.

Pour des impulsions de durée limitée qui correspondent au remplissage de 10, 25 et 50 % de l'intervalle entre les impulsions, les hyperboles de la puissance admissible sont situées plus haut.

Avec le déplacement des hyperboles de la puissance de commande maximale admissible un décalage de la caractéristique externe de la source de commande est possible. La position limite de la caractéristique externe est déterminée par la tangente à l'hyperbole respective.

h) Thyristors symétriques

Les thyristors symétriques ou à conductibilité bilatérale qui laissent passer le courant dans les deux sens sont utilisés, comme nous l'avons déjà indiqué au § 7.1, dans les dispositifs où il faut modifier dans les limites d'une période la valeur efficace du courant alternatif ou le nombre d'alternances dans les limites d'un cycle de travail (dispositifs de soudage électrique et vibreurs électriques).

La structure d'un tel thyristor fabriqué pour des courants de 50 à 100 A à refroidissement par air (types ВКДУС-50, ВКДУС-75 et ВКДУС-100) et pour des courants de 100 à 200 A à refroidissement par eau (types ВКДУСВ-100, ВКДУСВ-150 et ВКДУСВ-200) est schématisée sur la figure 7.28,*a*. Aux trois couches principales p_1, n_2 et p_2 obtenues par diffusion de l'aluminium et du bore dans le cristal initial de silicium du type n s'ajoutent les couches latérales n_1 et n_3 à aire réduite de moitié, créées par diffusion complémentaire du phosphore vers les couches p_1 et p_2. Grâce à une con-

centration plus élevée du phosphore introduit, les couches n_1 et n_2 acquièrent une conductibilité électronique.

Si les couches n_1 et n_3 sont disposées symétriquement on peut considérer la structure à cinq couches d'un thyristor symétrique (par rapport au plan de symétrie AB) comme comprenant deux structures à quatre couches chacune connectées en opposition: une structure à couches p_1-n_2-p_2-n_3 qui laisse passer le courant direct lorsque la couche p_1 est positive par rapport à la couche n_3 et une

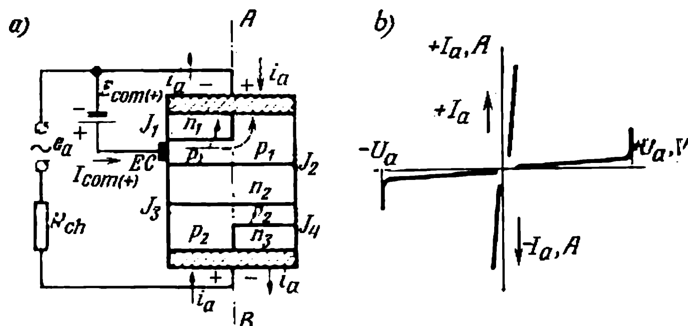


Fig. 7.28. Thyristor symétrique:
a—structure schématique; *b*—caractéristiques courant-tension

structure à couches p_2-n_2-p_1-n_1 qui laisse passer le courant direct I_a dans le sens opposé lorsque la couche p_2 est positive par rapport à la couche n_1.

La caractéristique courant-tension d'un thyristor symétrique est symétrique pour les deux sens (fig. 7.28,*b*).

Un tel thyristor présente sur deux thyristors asymétriques l'avantage d'une utilisation plus complète de la surface utile des couches et des jonctions *p-n* en cas d'un courant bidirectionnel (courant alternatif). Ainsi, au lieu d'un courant de 150 A que laisse passer un thyristor asymétrique du type ВКДУ-150, un thyristor symétrique du type ВКДУС-100 de mêmes dimensions laisse passer un courant de 100 A dans les deux sens.

La commande d'un thyristor symétrique pendant les deux alternances d'une tension alternative peut être assurée à l'aide d'un circuit de commande commun (fig. 7.28,*a*) et avec un courant d'un même sens.

Lorsqu'on communique à la couche p_2 un potentiel positif et à la couche n_1 un potentiel négatif, la couche p_1 (comme dans un thyristor asymétrique) joue le rôle de base de commande. La structure de gauche devient alors conductrice en laissant passer le courant direct. Le courant anodique passe du bas vers le haut.

Lorsqu'on communique à la couche p_1 un potentiel positif, pour le même sens du courant de commande $I_{com(+)}$, sa plus grande

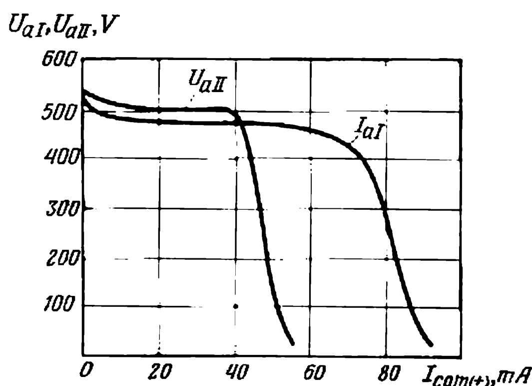


Fig. 7.29. Relation entre la tension de commutation et le courant de commande dans les deux structures d'un thyristor symétrique

partie passe le long de la jonction *p-n* J_1 (voir la flèche en pointillé sur la figure 7.28,*a*). La chute de tension développée dans ce cas par le courant de commande le long de la couche n_1 rend la partie gauche de cette couche négative par rapport à la couche p_1. Il s'ensuit que la partie gauche de la jonction J_1 se trouve polarisée dans le sens direct et l'afflux des électrons de la couche n_1 vers la couche p_1 commence. La plus grande partie des électrons passe en transit dans la couche n_2 en formant une composante de transit du courant électronique dans la jonction J_2 et la partie plus petite des électrons recombine dans la couche p_1 avec les trous. Les électrons entrant dans la couche n_2 ouvrent la voie à la composante de trous injectée par la couche p_2 à travers la jonction J_3.

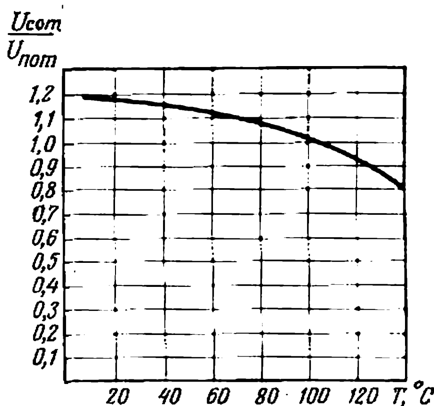


Fig. 7.30. Tension de commutation d'un thyristor symétrique en fonction de la température du cristal

Les caractéristiques de commande avec un circuit de commande commun dans laquelle la polarité est conservée ne sont pas tout à fait symétriques. Cela s'explique par le fait que dans la structure de droite une partie du courant de commande s'en va directement par la couche p_1 sans participer au processus de commande. Il en

résulte que les courants de commande dans les structures de gauche et de droite diffèrent comme l'on en peut juger d'après les courbes de la figure 7.29. Avec l'accroissement de la température la tension de commutation d'un thyristor symétrique comme d'un thyristor asymétrique diminue un peu, comme le montre en unités relatives la courbe de la figure 7.30.

La capacité de charge en courant d'un thyristor symétrique pour une structure est d'environ 75 % du courant dans les thyristors asymétriques. Les tensions supportées par les thyristors symétriques sont à peu près les mêmes que celles supportées par les thyristors asymétriques.

§ 7.4. Redresseurs à vapeur de mercure

a) Caractéristique générale des redresseurs à vapeur de mercure

Les tubes à vapeur de mercure qui sont appelés ainsi à cause de leur cathode en mercure *K* (fig. 7.31,*a*) appartiennent à la classe d'appareils ioniques les plus puissants. Leur conduction intérieure

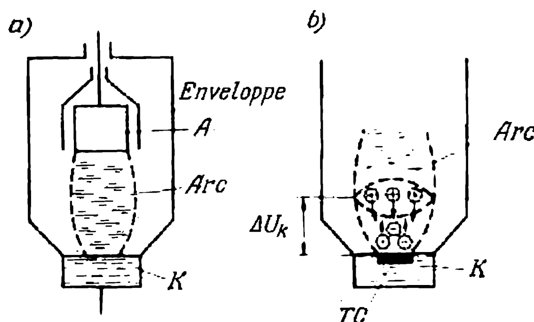


Fig. 7.31. Structure schématique d'une soupape à vapeur de mercure à décharge autonome en arc (*a*) ; partie de l'arc au voisinage de l'anode (*b*)

durant la partie de la période où l'anode est positive par rapport à la cathode est assurée par une décharge autonome en arc. Les limites de cette décharge sont schématiquement tracées en pointillé sur la figure 7.31,*a*.

Tant que la décharge en arc est entretenue, une tache appelée tache cathodique *TC* se déplace sur la surface de mercure. Cette tache constitue une puissante source d'émission d'électrons (fig. 7.31,*b*). La densité du courant émis par la tache cathodique atteint plusieurs centaines d'ampères par cm^2. Cela permet d'obtenir de très forts courants avec un seul tube (jusqu'à plusieurs milliers d'ampères et plus).

Les redresseurs à vapeur de mercure présentent l'avantage de supporter durant la partie non conductrice de la période les valeurs

élevées des tensions de claquage atteignant 100 kV et même plus. Ceci est assuré grâce à la basse pression de la vapeur dans l'intervalle entre les électrodes qui varie entre $15 \cdot 10^{-3}$ et $150 \cdot 10^{-3}$ mN/cm² (ce qui correspond à la gamme de 1 à 10 μ de Hg).

Les grandes valeurs du courant et de la tension assurent le passage par les redresseurs à vapeur de mercure de grandes puissances: dans le domaine de tensions moyennes les courants atteignent plusieurs milliers d'ampères et dans le domaine de hautes tensions ils atteignent plusieurs centaines d'ampères.

A l'heure actuelle on trouve les redresseurs à vapeur de mercure dans les installations de redressement du courant dont la puissance de régime s'élève à quelques dizaines de millions de kilowatts.

Lorsqu'on a commencé à utiliser comme redresseurs commandés des thyristors de puissance dont le rendement est plus élevé et la durée de service est plus longue, la situation a changé. Dans le domaine de basses et de moyennes tensions (jusqu'à 5 kV environ) on remplace dans de nouvelles installations les redresseurs à vapeur de mercure par des thyristors. Ce n'est que dans des installations prévues pour de très forts courants où on a besoin en même temps de hautes tensions (dépassant 5 kV) que les redresseurs à vapeur de mercure sont conservés et ceci grâce aux forts courants et tensions qu'ils peuvent supporter et à leur grande capacité de surcharge en courant. Un prix de revient relativement élevé des thyristors limite aussi, dans une certaine mesure, leur emploi.

Le rendement des redresseurs à vapeur de mercure utilisés dans les installations à très haute tension (de l'ordre de quelques centaines de kilovolts) pour le transport de l'énergie à grande distance à courant continu s'approche du rendement des installations équipées de thyristors. Cela est dû au fait que les pertes de puissance dans ces dernières installations augmentent lorsqu'on emploie un grand nombre de thyristors associés en série ainsi que de diviseurs de courant et de tension. Il semble que dans l'avenir on n'aura plus besoin de ces derniers.

Au fur et à mesure que les dispositifs à semi-conducteurs de puissance, qui ne sont à l'heure actuelle qu'au début de leur emploi, sont perfectionnés, les courants et les tensions qu'ils pourront supporter seront de plus en plus grands et le choix des redresseurs à utiliser pour les courants et tensions de forte valeur sera déterminé par des facteurs techniques et économiques.

b) Versions de redresseurs à vapeur de mercure: ignitrons et excitrons

La décharge autonome en arc dans les tubes à vapeur de mercure est assurée par l'émission continue des électrons par la tache cathodique. Les électrons quittent la tache sous l'action du champ élec-

trique créé par les ions positifs qui se concentrent dans une zone située près de la surface de la cathode.

Les ions formant près de la cathode un nuage ionique (fig. 7.31,*b*) sont créés par les électrons qui quittent la tache cathodique et ionisent les molécules de la vapeur de mercure. Une telle ionisation a lieu après l'acquisition par les électrons d'une énergie suffisante dans le champ de la chute de tension cathodique.

Dans la portion de la chute de tension cathodique interviennent donc deux phénomènes: 1) la sortie (l'émission) des électrons de la surface du mercure sous l'action d'un champ de grande intensité créé par le nuage ionique et 2) l'arrivée dans le nuage ionique de nouveaux ions à la place des ions partis, ce qui est assuré grâce à l'ionisation des molécules de la vapeur de mercure par les électrons.

La tache cathodique qui émet les électrons ne reste pas immobile sur la surface du mercure. Elle se déplace de façon chaotique grâce au fait que les jets intenses de vapeur qui quittent la tache cathodique simultanément avec les électrons font dévier les ions arrivant à la tache cathodique vers les portions voisines de la surface du mercure.

Pour l'existence de la tache cathodique il faut un minimum d'ions dans le nuage capable d'assurer l'intensité du champ de la cathode nécessaire à l'émission des électrons. Pour une quantité moindre d'ions la tache cathodique disparaît (s'éteint). Le minimum d'ions dans le nuage est lié à un minimum déterminé de courant dans l'arc (3 à 5 A environ).

Lorsque le tube est alimenté sous tension alternative, le courant anodique tombe à zéro à la fin de chaque alternance positive. Pour rétablir automatiquement la décharge en arc entre la cathode et l'anode pendant l'alternance positive suivante on crée dans le tube un arc auxiliaire (arc d'excitation) entretenu continûment ou allumé périodiquement à la fréquence de la tension d'alimentation.

Selon le mode de formation et d'entretien de l'arc auxiliaire à la cathode on fabrique deux versions de redresseurs à vapeur de mercure: les ignitrons et les excitrons.

L'arc d'amorçage qui existe dans les ignitrons pendant une courte durée (fig. 7.32,*a*) est créé durant chaque période de la tension alternative avec une certaine avance par rapport au début de la tension anodique positive tandis que dans les excitrons (fig. 7.32,*b*) l'arc d'amorçage de courte durée est créé seulement avant la mise du tube en jeu et ensuite c'est l'arc d'entretien qui existe en permanence et maintient la tache cathodique auxiliaire.

Les ignitrons comportent une électrode d'allumage faite en semi-conducteur et partiellement immergée dans le mercure. Elle s'appelle igniteur et est généralement en carbure de bore avec une partie conique plongée dans le mercure (fig. 7.32,*c*). Lorsqu'on laisse passer par un tel igniteur une impulsion de courant, il apparaît,

entre la partie extérieure du corps de l'igniteur et le mercure, un arc d'amorçage grâce à la différence de potentiel qui existe entre eux.

Dans les excitrons, l'arc d'amorçage est créé soit à l'aide d'une électrode à semi-conducteur, soit par rupture mécanique de la colonne de mercure par laquelle passe un courant. Cette dernière méthode est réalisée à l'aide d'un amorceur dit à fente (fig. 7.32,*d*). La tige *1* par laquelle passe l'impulsion de courant est introduite à l'intérieur d'un tube isolant *2* plongé dans le mercure. Le tube comporte dans la partie supérieure une fente *3* qui contient une colonne de mercure. En présence de l'impulsion de courant dans le circuit d'allumage, le courant passe par la colonne de mercure de faible section qui réunit le mercure à l'intérieur du tube avec le mercure qui se trouve en dehors de lui. Sous l'action des forces électrodynamiques la colonne de mercure monte et se rompt. L'arc d'amorçage qui prend naissance lors de la coupure et fait une tache cathodique sur la surface de mercure sert à former l'arc d'entretien. Ce dernier est maintenu par une anode d'entretien lorsqu'elle est alimentée sous tension continue ou par deux anodes d'entretien qui alternent lorsqu'elles sont alimentées sous tension alternative.

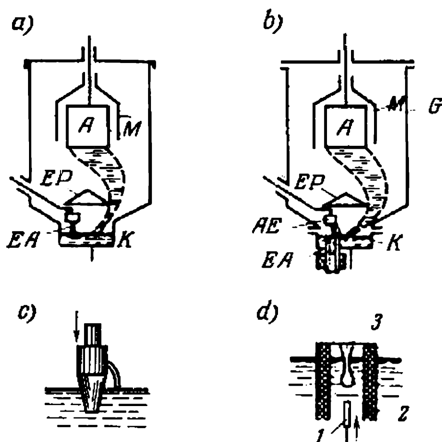


Fig. 7.32. Construction d'un ignitron (*a*) et d'un excitron (*b*) ; igniteur à semi-conducteur (*c*) ; amorceur à fente (*d*)

L'existence de courte durée d'une tache cathodique qui apparaît périodiquement sur la surface de mercure dans les ignitrons ou l'existence en permanence de cette tache dans les excitrons influence non seulement la construction d'un redresseur à vapeur de mercure mais ses caractéristiques d'emploi.

c) Phénomènes ayant lieu dans l'arc durant la partie conductrice de la période

En cas d'existence d'une tache cathodique auxiliaire sur la surface du mercure, l'arc principal (l'arc anodique) passe à l'anode principale immédiatement après l'apparition sur cette dernière d'un potentiel positif par rapport à la cathode.

Dans un arc établi en régime de décharge autonome (fig. 7.33,*a*), on distingue les mêmes trois portions principales que dans un arc

à décharge non autonome (§ 1.3 et fig. 1.8) qui existe dans les tubes à cathode chaude : 1) zone cathodique d_k (partie proche de la cathode), 2) colonne de décharge l et 3) zone anodique d_A (partie proche de l'anode).

Dans la zone cathodique de la décharge d_k se déroulent, comme nous l'avons déjà dit, tous les phénomènes actifs qui sont la source de la décharge autonome. Les électrons sortant de la tache cathodique sont accélérés par le champ dans l'intervalle de la chute de tension cathodique ΔU_k (fig. 7.33,*b*). Ils ionisent les molécules de la

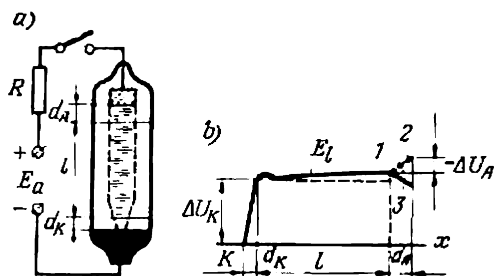


Fig. 7.33. Différentes parties de l'arc d'une soupape à vapeur de mercure (*a*) et répartition des potentiels sur ces parties (*b*)

vapeur de mercure après avoir acquis une énergie suffisante. Ainsi est assuré le recomplétement en ions du nuage duquel ils partent vers la cathode. Une faible partie d'ions diffuse du nuage ionique vers la région initiale de la colonne de l'arc. Dans la même région entrent les électrons lents qui ont dépensé la plus grande fraction de leur énergie pour l'ionisation des molécules de la vapeur de mercure ainsi que ceux parmi les électrons rapides qui n'ont pas participé aux phénomènes d'ionisation.

Le flux d'électrons accompagné d'un flux d'ions en diffusion donne naissance à la formation de la colonne de décharge. Sur la partie suivante de la colonne de décharge il apparaît un champ longitudinal à intensité du champ automatiquement réglée E_l. Sous l'action du champ, les électrons dans la colonne de décharge acquièrent l'énergie nécessaire pour l'ionisation partielle des molécules de la vapeur de mercure. Une telle ionisation est nécessaire pour maintenir la neutralité de charge dans le plasma de la colonne de décharge pour laquelle la concentration des électrons et des ions positifs dans chaque élément de volume est la même. Le recomplétement continu du plasma de la colonne par de nouveaux ions est lié au départ continu d'une certaine partie déterminée d'électrons et d'ions, lors de leur mouvement chaotique, vers les parois où ils recombinent pour former des molécules neutres de la vapeur de mercure. Les électrons qui disparaissent par suite de la recombinaison

sur les parois sont remplacés par d'autres électrons qui arrivent continuellement de la tache cathodique tandis que les ions perdus dans la recombinaison sont remplacés par de nouveaux ions qui apparaissent grâce à l'ionisation des molécules de la vapeur de mercure dans l'intervalle entre les électrodes.

La chute de tension totale ΔU_l dans une colonne homogène suivant toute sa longueur, chute due à l'existence de l'intensité du champ E_l, est déterminée par le produit:

$$\Delta U_l = E_l l.$$

La loi de mouvement des électrons près de l'anode se trouve un peu modifiée. Ceci s'explique par la nécessité d'établir un équilibre entre le nombre d'électrons éjectés par le plasma sur la surface de l'anode lors de leur mouvement désordonné et le nombre d'électrons nécessaires pour maintenir le courant requis dans le circuit anodique.

L'équilibre requis d'électrons détermine les conditions de formation de la décharge dans la zone anodique d_A qui influent sur la valeur et le signe de la chute de tension anodique ΔU_A.

Lorsque le nombre d'électrons éjectés par le plasma devient égal au nombre d'électrons nécessaires pour le circuit anodique, le plasma arrive directement jusqu'à l'anode et la chute de tension anodique s'annule: $\Delta U_A = 0$ (allure *1* de la fig. 7.33,*b*).

Lorsque le nombre d'électrons éjectés par le plasma vers l'anode est insuffisant pour assurer le courant dans le circuit anodique, l'anode acquiert provisoirement un potentiel positif par rapport à la partie proche du plasma et, sous l'action du champ positif dans la zone anodique, le nombre manquant d'électrons y arrivent. Dans ce régime, la chute de tension anodique $\Delta U_A > 0$ (allure *2*).

Lorsque le nombre d'électrons éjectés par le plasma dépasse le nombre requis, les électrons excédentaires communiquent à l'anode temporairement un potentiel négatif et le champ près de l'anode repousse les électrons en excédent. Dans ce régime, la chute de tension anodique $\Delta U_A < 0$ (allure *3*).

Dans les redresseurs à vapeur de mercure de fabrication courante, la surface réceptrice S_A de l'anode est généralement si grande que $\Delta U_A < 0$.

En faisant la somme algébrique des chutes de tension dans les trois zones de la décharge, lorsque la colonne de décharge est homogène suivant sa longueur, on obtient:

$$\Delta U_\mathrm{a} = \Delta U_\mathrm{k} + E_l l + (\pm \Delta U_A). \qquad (7.19)$$

Dans la plupart des constructions pratiques des tubes à vapeur de mercure, la colonne d'arc n'est pas homogène suivant sa longueur. Dans l'intervalle entre les électrodes, l'arc subit plusieurs rétrécissements dus, comme on le voit sur le schéma (fig. 7.34,*a*), à la

présence: 1) d'une grille de commande *GC* permettant de régler l'instant d'amorçage de l'arc anodique, 2) d'une grille de désionisation *GD* qui affaiblit le flux de charges résiduelles qui se déplacent vers la grille de commande et l'anode, grâce au fait qu'une grande partie des charges recombinent sur la surface de cette grille, 3) d'un écran protecteur *EP* qui reflète les jets de vapeur de mercure et de gouttes de mercure éjectés en abondance par la tache cathodique.

Aux endroits de rétrécissement de la colonne d'arc il se produit des chutes de tension locales complémentaires. Les phénomènes

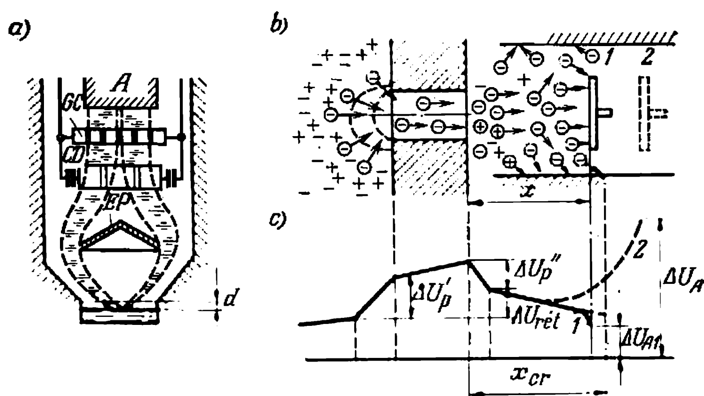


Fig. 7.34. Rétrécissement sur le trajet de l'arc (*a*); phénomènes se manifestant dans l'endroit rétréci (*b*) et répartition des potentiels (*c*)

ayant lieu dans le trou et le diagramme des potentiels construit par rapport à l'axe du trou sont représentés sur la figure 7.34,*b* et *c*.

Le courant dans toutes les sections de l'arc devant rester sensiblement le même, la densité du courant dans le trou augmente, d'où l'accroissement du potentiel $\Delta U_p'$ à l'entrée du trou. Simultanément avec la densité du courant augmente la part relative des électrons et des ions qui recombinent sur les parois du trou car le plasma s'en rapproche davantage. Pour conserver l'équilibre de charges aux endroits de rétrécissement de l'arc, l'ionisation doit devenir plus intense.

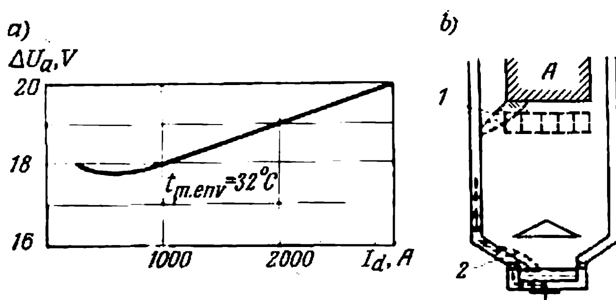
A la sortie du trou, le potentiel du plasma baisse de $\Delta U_p''$ mais la valeur de cette baisse est toujours inférieure à l'accroissement du potentiel $\Delta U_p'$ à l'entrée du trou. Pour cette raison, il apparaît aux endroits de rétrécissement de l'arc une chute de tension résultante:

$$\Delta U_{rét} = \Delta U_p' - \Delta U_p'', \tag{7.20}$$

qui est appelée chute de tension transitoire.

Une telle chute de tension $\Delta U_{\text{rét}}$ est d'autant plus grande que le diamètre du trou est plus petit, que sa longueur est plus grande, que la pression (la densité) de la vapeur de mercure est plus petite et que le courant est plus fort.

Si l'endroit de rétrécissement est représenté par les trous de la grille, les phénomènes transitoires peuvent, suivant la distance entre la grille et l'anode, provoquer une variation complémentaire



ig. 7.35. Caractéristiques tension-courant d'une soupape à vapeur de mercure durant la partie conductrice de la période (*a*) et fonctionnement de l'arc en cascade (*b*)

de la valeur et un changement de signe de la chute de tension anodique. Cela est illustré par la courbe des potentiels dans la zone anodique (fig. 7.34,*c*). On y voit deux versions de disposition de l'anode par rapport à la grille. Dans la version *1*, lorsque l'anode est suffisamment proche de la grille, la chute de tension reste négative. Cela s'explique par le fait qu'à la sortie du trou les électrons conservent une vitesse (une énergie) suffisante pour ioniser les molécules de la vapeur de mercure. L'ionisation est nécessaire pour engendrer les ions qui compensent la charge d'espace créée par les électrons près de l'anode. Lorsque l'anode est plus éloignée (version *2*), les électrons arrivent à dépenser une grande partie de leur énergie dans les collisions élastiques. Ils doivent donc de nouveau accumuler de l'énergie pour l'ionisation. Dans ce cas, la chute de tension anodique devient alors fortement positive (courbe *2* de la figure 7.34,*c*).

La chute de tension totale dans l'arc d'une soupape à vapeur de mercure, compte tenu des chutes de tension transitoires, dépend donc de la géométrie de l'intervalle entre les électrodes, de l'intensité du courant et de la pression (de la densité) de la vapeur de mercure dans cet intervalle.

La caractéristique tension-courant indiquée sur la figure 7.35,*a* représente cette relation pour une soupape à vapeur de mercure industrielle (tension 1 500 à 3 000 V, courant moyen 500 A, courant maximal 1 500 A). Cette caractéristique correspond à une tempé-

rature du milieu de refroidissement (eau) $t_{m.env} = 32$ °C. Pour des températures $t_{m.env}$ plus élevées, auxquelles correspondent des pressions plus grandes de la vapeur de mercure, la chute de tension ΔU_a dans la soupape diminue.

La montée de la caractéristique tension-courant avec l'accroissement du courant s'explique surtout par l'accroissement des chutes de tension transitoires $\Delta U_{rét}$ aux endroits de rétrécissement de la colonne de l'arc. Le courant influe peu sur les valeurs des chutes de tension dans la colonne de décharge et dans la zone anodique et n'influe point sur la chute de tension cathodique ΔU_k.

L'accroissement des chutes de tension transitoires se manifeste sérieusement lorsque la pression (la densité) de la vapeur est insuffisante. Une faible densité de la vapeur peut provoquer deux anomalies. La première consiste dans le fonctionnement de l'arc en cascade caractérisé, comme l'indique la figure 7.35,*b*, par la dislocation de l'arc en portions *1* et *2* entre lesquelles le courant passe par les pièces métalliques voisines. Ceci a lieu lorsque la chute de tension totale dans l'arc disloqué (en tenant compte de la chute de tension cathodique dans les portions nouvellement formées de l'arc avec une tache cathodique sur le métal) est inférieure à la chute de tension totale dans l'arc qui rencontre sur son trajet les endroits de rétrécissement. Le fonctionnement de l'arc en cascade dégrade le vide car les pièces métalliques dégagent du gaz. En outre, sous l'action de l'échauffement et du bombardement ionique, le métal est pulvérisé et les produits de pulvérisation se déposent sur les pièces intérieures qui isolent les électrodes du corps.

La seconde anomalie consiste en ce qu'aux endroits de rétrécissement de l'arc pour une faible densité de la vapeur et un fort accroissement du courant anodique, le nombre de molécules peut être insuffisant pour l'ionisation. Cela entraîne l'accroissement brusque de la chute de tension transitoire et la coupure de l'arc. Avec la coupure de l'arc dans les installations puissantes à grande réserve d'énergie électromagnétique dans les éléments inductifs de l'installation apparaissent des surtensions excessives qui provoquent souvent le percement de l'isolation.

On peut éviter cette seconde anomalie lorsqu'on prévient l'apparition de forts rétrécissements de la colonne d'arc et qu'on conserve la densité de la vapeur à un niveau supérieur au minimum limite.

d) Phénomènes ayant lieu durant la partie non conductrice de la période; courant inverse et allumage en retour

Les charges accumulées dans l'intervalle entre les électrodes de la soupape à vapeur de mercure durant le passage du courant direct (fig. 7.36,*a*), comme dans tous les types de tubes à gaz, ne

disparaissent pas instantanément (voir § 1.3) mais au bout d'un certain laps de temps appelé *temps de désionisation.*

Durant ce temps, une partie de charges quitte le plasma qui se désintègre et se dirige vers les parois de la soupape où les charges de signes opposés (électrons et ions positifs) recombinent et l'autre partie part vers l'anode et la cathode en créant un courant inverse dans le circuit extérieur. Les ions positifs partent vers l'anode négative et les électrons en même nombre se déplacent vers la cathode.

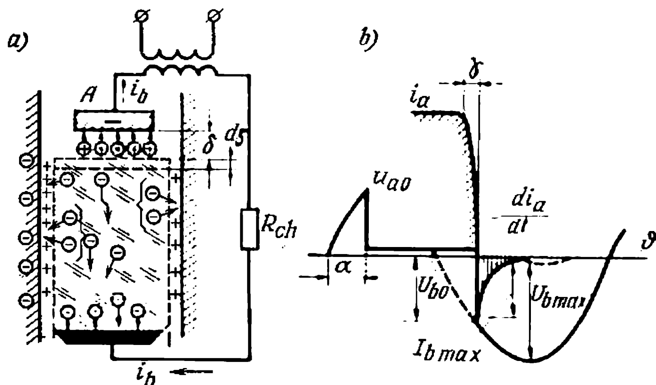


Fig. 7.36. Désagrégation du plasma résiduel après le passage du courant direct (*a*) et diagrammes de tension et de courant inverse durant la partie non conductrice de la période (*b*)

En passant par le circuit extérieur vers l'anode, les électrons recombinent avec les ions positifs arrivant à l'anode depuis l'intervalle entre les électrodes. En plus des composantes de charge du courant inverse, par le circuit extérieur et la soupape passe également un courant de déplacement dû à l'existence d'une capacité intérieure entre la cathode et l'anode du tube. La composante du courant de déplacement ne devient considérable que lors d'une variation rapide de la tension anodique $\frac{du_a}{dt}$, vu que les capacités interélectrodes dans les soupapes à vapeur de mercure sont relativement petites.

L'influence de la composante ionique du courant inverse, tant qu'elle ne dépasse pas certaines limites, se manifeste par une atomisation relativement faible de la surface de l'anode par les ions. Pour de grandes valeurs du courant inverse (qui est un courant de décharge non autonome), il peut se transformer en décharge en arc autonome avec une tache d'émission (cathodique) sur l'anode. Une telle décharge est appelée *allumage en retour.* Les principaux facteurs qui contribuent à l'apparition de l'allumage en retour sont : 1) une grande amplitude du courant inverse $I_{b\ max}$ (fig. 7.36,*b*) dont la

valeur dépend de la vitesse de diminution du courant anodique $\frac{di_a}{dt}$ (sa courbe est marquée par des hachures) au voisinage du zéro, 2) un grand bond initial de la tension inverse U_{b0}, 3) une grande pression (densité) de la vapeur dans la zone anodique.

De la valeur du bond initial de la tension inverse U_{b0} dépend considérablement celle du courant inverse.

Pour de faibles valeurs de U_{b0} (comprises entre 0,5 et 1 kV), l'épaisseur de la gaine ionique δ (voir fig. 7.36,*a*) reste après sa formation à peu près invariable, parce que l'énergie du champ d'anode est presque entièrement dépensée pour assurer le passage du courant ionique unidirectionnel par l'intervalle δ vers l'anode. Un tel courant inverse ne constitue en cas de fortes valeurs de la tension inverse (supérieures à quelques kilowatts) que l'une des composantes du courant inverse appelée *composante statique*. Une autre composante du courant inverse appelée *composante dynamique* apparaît par suite de l'élargissement de la gaine ionique sous l'effet de la tension anodique. La gaine s'élargit pour le compte des électrons expulsés vers la cathode des portions du plasma proches de l'anode. Avec l'accroissement de l'épaisseur de la gaine ionique le nombre d'ions participant au courant inverse augmente.

La diminution dans le temps de la composante statique du courant inverse dans les soupapes à vapeur de mercure à basse tension (jusqu'à 1 kV environ) est déterminée par l'exponentielle (1.10):

$$I_b = I_{b\,\max} e^{-\frac{t}{\tau}}, \qquad (7.21)$$

où $I_{b\,\max}$ est la valeur initiale du courant inverse;
τ la constante de temps de désionisation.

Une telle allure du courant inverse dans une soupape à basse tension est illustrée par l'oscillogramme (fig. 7.37,*a*) relevé à une tension $U_{b0} = 50$ V et une pression de la vapeur de mercure $p = 24 \cdot 10^{-3}$ mN/cm².

Les oscillogrammes de la figure 7.37,*b* montrent la variation de l'amplitude et du temps de descente t_{des} de la composante statique du courant inverse en fonction de la vitesse de diminution du courant direct $\frac{di_a}{dt}$.

La variation dans le temps de la valeur totale du courant inverse pour une haute tension ($U_{b0} = 50$ kV) et $\frac{di_a}{dt} = 3 \cdot 10^6$ A/s est représentée par les oscillogrammes du courant (courbe *1*) et de la tension (courbe *2*) de la figure 7.38,*a*. Etant donné que le courant inverse comporte, en plus d'une composante statique, encore une composante dynamique qui dépend de la vitesse d'accroissement de la tension inverse $\frac{du_b}{dt}$, l'amplitude du courant inverse a augmenté de plus

d'un ordre de grandeur par rapport à celle du courant inverse pour une basse tension anodique. Lorsque la composante dynamique du courant est grande, le maximum d'amplitude du courant inverse $I_{b\ \max}$ coïncide dans le temps avec le maximum de vitesse d'accroissement de la tension inverse.

La durée de descente t_{des} du courant inverse diminue en présence de la composante dynamique, ce qui s'explique par l'effet accélérateur du champ sur le phénomène de désionisation. Les courbes

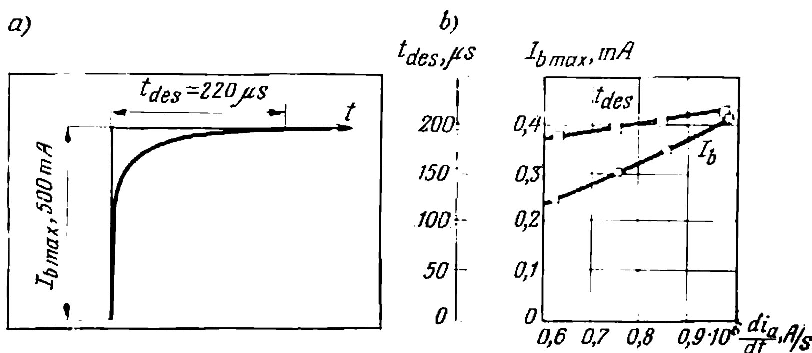


Fig. 7.37. Oscillogramme du courant inverse pour une faible tension anodique (*a*) et courbes de variation de l'amplitude et de la durée du courant inverse en fonction de la vitesse de décroissance du courant direct (*b*)

de la figure 7.38,*b* donnent la variation de l'amplitude et du temps de descente du courant inverse en fonction de la vitesse d'accroissement de la tension inverse pour des tensions de service élevées.

Lorsqu'on relève à l'aide d'un oscillographe les courbes du courant inverse, ces dernières comportent aussi le courant de déplacement qu'on ne peut pas séparer lors des mesures. Il constitue généralement 30 à 40 % de la valeur totale du courant inverse.

En plus des grandeurs électriques et de la densité de la vapeur de mercure, la probabilité d'apparition d'un courant inverse est infulencée par: 1) l'état de propreté de la surface de l'anode sur laquelle apparaît la tache cathodique, 2) la qualité du vide.

Sur une surface d'anode mal nettoyée il reste des pellicules diélectriques minces et, lorsque le vide est mauvais, de telles pellicules se forment de nouveau. Des ions se déposent sur elles, comme il est schématisé sur la figure 7.39,*a*. La couche ionique crée dans l'épaisseur des pellicules et à leurs bords un champ électrique tellement intense qu'il rend possible la sortie des électrons de l'anode (émission électrostatique). L'émission électrostatique peut aussi se produire lorsque des gouttes de mercure portant une charge positive se détachent de l'anode. Les gouttes de mercure apparaissent

sur l'anode par suite de la condensation de la vapeur de mercure ou ce sont les gouttes apportées par les jets de vapeur éjectés par la

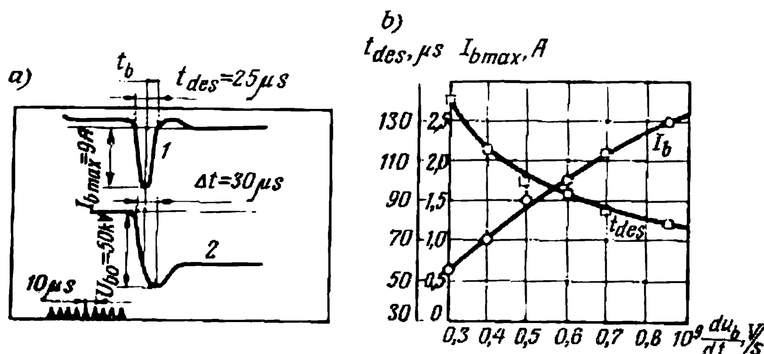


Fig. 7.38. Oscillogramme du courant inverse dans une soupape à vapeur de mercure à haute tension (*a*) et courbes de variation de l'amplitude du courant inverse et de sa durée en fonction de la vitesse de croissance de la tension inverse (*b*)

tache cathodique et rejetées par l'anode. En faisant leur chemin vers l'anode par le plasma résiduel, les gouttes acquièrent une charge positive.

Les électrons sortis de l'anode sont accélérés par le champ dans la direction de la cathode et, après avoir acquis l'énergie suffisante,

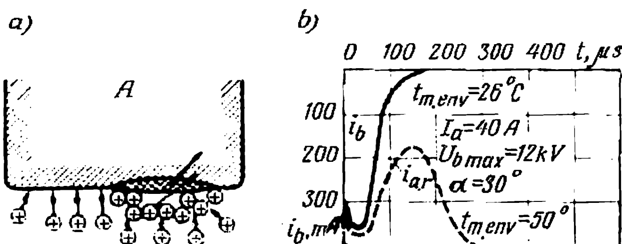


Fig. 7.39. Recouvrement par des ions de la pellicule diélectrique de l'anode (*a*) et oscillogramme du courant inverse pour une faible et une forte pression de la vapeur (*b*)

ils ionisent les molécules de la vapeur. Les ions reviennent vers l'anode en augmentant ainsi la valeur initiale du courant inverse. Le renforcement mutuel des flux d'électrons et d'ions fait que la décharge non autonome se transforme rapidement en une décharge autonome (allumage en retour). Une telle transformation est représentée par l'oscillogramme en pointillé de la figure 7.39,*b*. La courbe en trait continu de cette figure est relative au courant inverse qui tombe à zéro sans provoquer un allumage en retour.

Puisque la probabilité de l'allumage en retour dépend aussi de plusieurs facteurs de nature aléatoire (statistique), on utilise, comme critère quantitatif permettant de l'évaluer, un facteur de probabilité η qui est le nombre d'allumages en retour durant un intervalle de temps déterminé.

Le facteur de probabilité est lié aux facteurs réguliers suivants: 1) la valeur du bond de la tension U_{b0}, 2) la vitesse d'accroissement

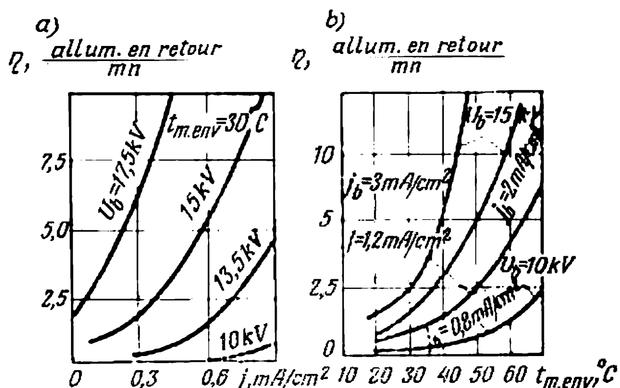


Fig. 7.40. Courbe de probabilité des allumages en retour dans les soupapes à vapeur de mercure:

a—en fonction de la densité du courant inverse pour différentes valeurs de la tension inverse; *b*—en fonction de la température du milieu refroidisseur pour différentes valeurs de la tension inverse et du courant inverse

de la tension $\frac{dU_{b0}}{dt}$, 3) la vitesse de décroissement du courant direct $\frac{di_a}{dt}$ (qui influe sur l'amplitude du courant inverse I_b). Le facteur η est lié à ces grandeurs par la relation expérimentale suivante:

$$\eta = a\,(\Delta U_{b0})^2 \frac{di_a}{dt} \sqrt{\frac{dU_{b0}}{dt}}, \tag{7.22}$$

où a est un coefficient statistique qui dépend des matériaux dont est fabriquée la soupape, de ses particularités constructives ainsi que de la qualité des opérations technologiques et du régime d'exploitation des soupapes.

Les études expérimentales des valeurs de a ou de η en laboratoire (lorsqu'on veut réduire les intervalles entre les observations) se font en régime forcé, en particulier pour des valeurs plus grandes de la densité du courant inverse et pour une vitesse plus élevée d'accroissement du courant direct et de la tension inverse.

D'après les résultats des mesures, on a construit les courbes représentant la variation de la fréquence d'allumages en retour η, en nombre d'allumages par minute, en fonction de la densité du courant inverse, pour différentes valeurs du bond de la tension inver-

se U_{b0} (fig. 7.40,*a*), et en fonction de la température du milieu refroidisseur $t_{m.env}$ (fig. 7.40,*b*).

Les courbes expérimentales de la figure 7.40,*b* (dont les valeurs numériques de η sont relatives aux régimes forcés) peuvent être utilisées pour calculer la probabilité réelle d'allumages en retour dans les soupapes en service dans l'hypothèse que les soupapes sont fabriquées à partir des mêmes matériaux et avec la même qualité des opérations technologiques que les échantillons étudiés. On peut adopter comme coefficient de démultiplication une valeur comprise entre $5 \cdot 10^4$ et $5 \cdot 10^5$.

Lorsque le nombre d'allumages en retour est faible (un ou deux par mois), les forts courants de courte durée qui accompagnent les allumages en retour ne laissent généralement pas de traces lorsque l'installation comporte un système de protection rapide.

Pour une fréquence plus grande d'allumages en retour, la surface de l'anode se détériore avec le temps et dans les soupapes scellées (étanches) le vide se dégrade et l'isolation s'empire car les produits d'atomisation se déposent sur les pièces des tubes.

e) Réglage de l'instant de formation de l'arc principal entre les électrodes

Dans les soupapes à vapeur de mercure sans grille de commande, l'arc principal apparaît automatiquement lorsque l'anode est portée à un potentiel positif par rapport à la cathode à condition que sur la surface du mercure existe une tache cathodique créée par l'arc auxiliaire (arc d'amorçage ou d'excitation).

Dans les redresseurs à vapeur de mercure commandés qui équipent dans la plupart des cas les postes de redressement, l'instant d'amorçage de l'arc entre l'anode principale et la cathode est réglé à l'aide d'une grille de commande située devant l'anode (fig. 7.41,*a*).

En principe, dans les ignitrons on pourrait se passer de la grille de commande vu qu'on peut régler l'instant d'allumage de l'arc anodique en choisissant l'instant d'injection de l'impulsion de courant dans le circuit de l'igniteur. Mais étant donné qu'avec un igniteur à semi-conducteur l'instant d'allumage de l'arc auxiliaire n'est pas suffisamment stable, on n'utilise pas cette méthode de commande lorsqu'une haute précision de commande est nécessaire (alimentation des moteurs électriques d'entraînement), mais on emploie des grilles de commande tout comme dans les excitrons.

En l'absence d'impulsions d'allumage, la grille négative par rapport à la cathode ne laisse pas passer par ses trous des électrons dans la zone anodique, en s'opposant ainsi au développement de l'étape initiale de formation de l'arc principal.

En plus des électrons accélérés par le champ d'anode, vers la grille de commande se dirigent de l'arc auxiliaire des ions positifs

qui sont accélérés par le champ de grille et constituent la composante ionique du courant dans le circuit de grille. La chute de tension due à ces courants dans la résistance de grille R_g provoque une baisse du potentiel négatif agissant sur la grille. Pour qu'une telle diminution du potentiel, diminution qui réduit les propriétés de blocage de la grille, ne soit pas trop importante, on limite la valeur de la résistance de grille R_g et on cherche à diminuer au maximum le flux d'ions qui se dirigent vers la grille. On y arrive

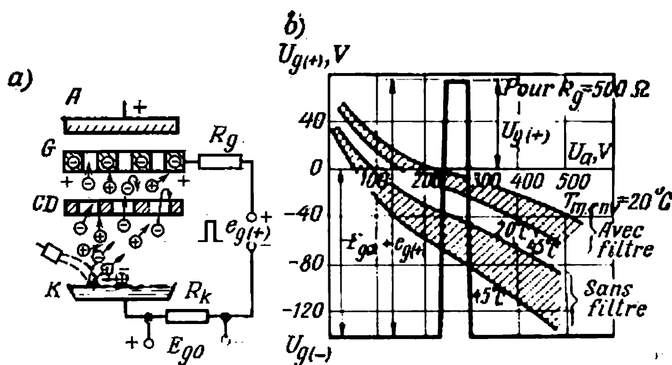


Fig. 7.41. Ensemble de grille dans une soupape à vapeur de mercure (*a*) e caractéristiques d'allumage (*b*)

en plaçant devant la grille de commande une grille de désionisation à la surface de laquelle les électrons et les ions recombinent. Cette dernière grille est parfois appelée filtre de désionisation.

L'introduction de ce filtre permet, comme le montrent les courbes d'allumage (fig. 7.41,*b*) tracées d'après les résultats des mesures faites sans et avec un filtre, de réduire considérablement la tension de polarisation E_{g0} à l'aide de laquelle on obtient le blocage de la soupape par la grille et de réduire ainsi les impulsions de tension positive $e_{g(+)}$ utilisées pour débloquer la soupape (amorcer l'arc principal à l'anode).

Le rapport dans lequel la tension positive $U_{g(+)}$ doit dépasser la tension de polarisation E_{g0} est déterminé par la partie positive initiale des caractéristiques d'allumage qui correspond aux faibles valeurs de la tension anodique.

Dans les soupapes à vapeur de mercure conçues pour des tensions anodiques dépassant plusieurs kilovolts, on introduit, en plus de la grille de désionisation, une autre grille qui joue le rôle de grille-écran. Cette deuxième grille est branchée à la source de commande.

L'existence des grilles et du filtre de désionisation dans la soupape à vapeur de mercure permet d'obtenir une forte diminution du courant inverse, parce que les grilles et le filtre limitent le volume

du plasma résiduel près de l'anode et rendent difficile la pénétration des charges venant de la zone cathodique dans la zone anodique. Cela diminue considérablement la probabilité d'allumages en retour.

On réduit fortement la probabilité d'allumages en retour en connectant plusieurs soupapes en série, étant donné que la probabilité sommaire d'allumages en retour est égale au produit des probabilités des soupapes du montage.

f) Construction des soupapes à vapeur de mercure à basse et à moyenne tension

Les conditions auxquelles doit répondre la construction d'une soupape de tout type sont: 1) la conservation d'un vide poussé (d'une basse pression résiduelle), 2) la conservation dans la gamme de variations requise de la densité de la vapeur de mercure.

Un vide poussé est nécessaire pour assurer le régime normal de fonctionnement de l'arc et un parcours libre minimal des électrons ainsi que pour prévenir la formation des ions négatifs qui prennent naissance dans les gaz moléculaires. En outre, dans le vide poussé est prévenue l'apparition des oxydes et des azides sur la surface des pièces métalliques (en premier lieu sur l'anode). Les oxydes et les azides forment les pellicules diélectriques superficielles qui augmentent considérablement la probabilité des allumages en retour.

Au cours de la fabrication des redresseurs on crée le vide à l'aide des pompes à rotation et à diffusion ainsi que par cuisson de toutes les pièces dans les fours à vide. On conserve le vide en rendant les redresseurs étanches (redresseurs scellés), ce qui est assuré par soudage des pièces métalliques du corps aux pièces isolantes (verre, porcelaine) ou, comme cela se fait pour des redresseurs puissants de moyenne et de haute tension, par pompage périodique des gaz moléculaires accumulés dans l'enceinte du redresseur à l'aide des pompes à vide et des pompes à rotation (soupapes à pompage périodique).

Les coupes des soupapes scellées de faible puissance (d'un ignitron et d'un excitron) sont indiquées sur la figure 7.42,*a* et *b*.

Dans un ignitron utilisé pour soudage, seule l'anode *2* est isolée du corps *1*. On assure l'isolement à l'aide du verre de quartz *3* soudé au métal.

La cathode qui est une cuve métallique *4* remplie jusqu'à un certain niveau avec du mercure *5* n'est pas isolée du corps.

Le passage de la tache cathodique sur le corps est rendu impossible grâce à la courte durée d'existence de l'arc auxiliaire et à la vitesse limitée de déplacement de la tache cathodique qui n'arrive pas à se déplacer vers les parois durant l'existence de l'arc principal. La formation d'une nouvelle tache cathodique sur le corps de l'ignitron est également impossible car la chute de tension totale dans cet appareil est généralement faible. On y arrive grâce à l'ab-

sence dans l'ignitron d'endroits rétrécis et à la faible distance séparant l'anode et la cathode.

On obtient la gamme requise de variations de la pression (de la densité) de la vapeur de mercure en refroidissant les parois et la

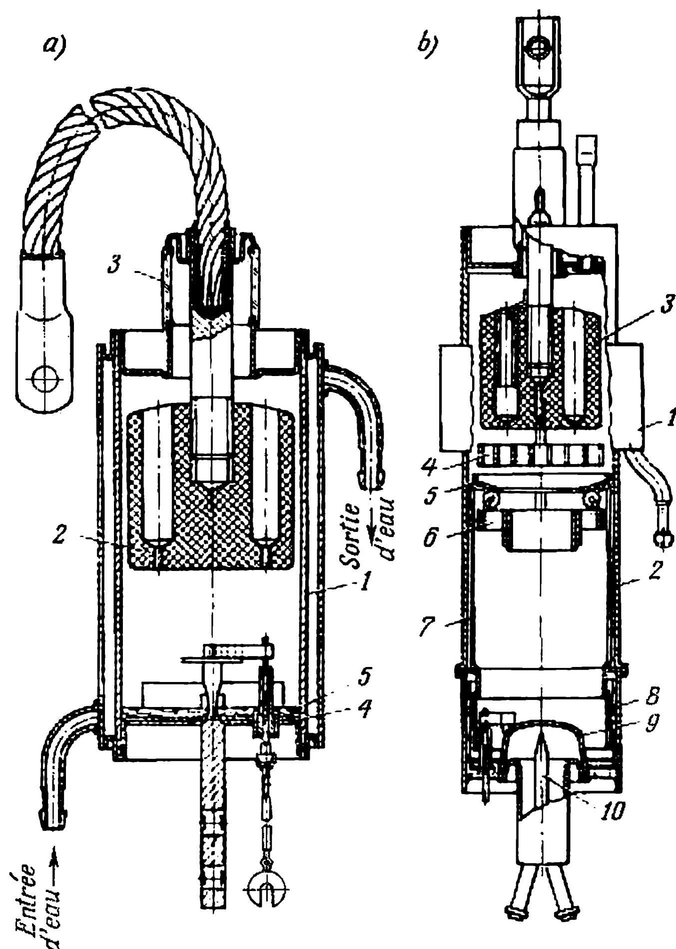


Fig. 7.42. Coupes des soupapes à vapeur de mercure de faible puissance: *a*—d'un ignitron; *b*—d'un excitron

cathode à l'aide d'un agent réfrigérant (air, eau, huile). La pression de la vapeur qui sature l'espace dépendant fortement de la température, le régime de refroidissement des soupapes à vapeur de mercure doit répondre aux exigences très serrées.

L'eau utilisée dans la plupart des soupapes comme agent réfrigérant circule dans une chemise d'eau soudée au corps et dotée des tubulures d'entrée et de sortie.

Afin de prévenir les chutes de tension excessives dans l'arc, ce qui peut provoquer des ruptures de l'arc aux endroits de son rétrécissement ou son fonctionnement en cascade, la pression de la vapeur de mercure ne doit pas être inférieure à $(20 \text{ à } 25) \cdot 10^{-3}$ mN/cm². Cela correspond à la température minimale admissible $T_{min} = 15$ °C.

La limite supérieure admissible de la pression de la vapeur est déterminée par le régime durant la partie non conductrice de la période. En présence d'une grande densité de la vapeur, le courant inverse augmente et la probabilité de l'allumage en retour s'accroît. La valeur numérique de la limite supérieure de la pression dépend du type et de la construction de la soupape. Cette limite se trouve généralement dans la gamme de $(100 \text{ à } 150) \cdot 10^{-3}$ mN/cm² à laquelle correspond une température du milieu réfrigérant comprise entre 35 et 45 °C.

La pression statique de la vapeur doit être donc limitée et l'espace devant l'anode et l'anode elle-même doivent être protégés contre les jets de vapeur éjectés par la tache cathodique ensemble avec les gouttes de mercure.

Vu le fort échauffement de la cathode, elle exige un refroidissement relativement plus intense. Pour cette raison, l'eau passe d'abord par la cathode et ensuite par la chemise d'eau.

Les ignitrons pour soudage qui n'ont pas de rétrécissements notables sur le trajet de l'arc entre l'anode et la cathode et ne sont pas soumis aux fortes tensions inverses lors de leur marche en parallèle et en opposition admettent des variations de la température du milieu réfrigérant dans une gamme plus large (de $T_{m.ref} = 10$ °C ce qui correspond à une pression de $15 \cdot 10^{-3}$ mN/cm² à $T_{m.ref} = 50$ à 60 °C ce qui correspond à une pression de 0,16 à 0,33 mN/cm²).

Dans les soupapes à vapeur de mercure, l'ensemble le plus compliqué est celui de l'anode. L'anode en graphite utilisée dans toutes les soupapes à basse tension et, en particulier, dans les ignitrons comporte des trous cylindriques destinés à faciliter la sortie des gaz de la tête massive pendant le pompage. Dans certains types de soupapes on place des getters dans les trous de la tête anodique.

Les ignitrons pour soudage ne comportent généralement pas la grille de commande ni la grille de désionisation. L'igniteur est disposé au centre de la cathode et est muni d'une sortie extérieure indépendante.

L'excitron à cuve métallique dont la coupe est indiquée sur la figure 7.42,*b* est prévu pour un courant moyen de 100 A sous une tension $U_{a\,max} = U_{b\,max} = 600$ V.

Les particularités de sa construction sont les suivantes:

1) la chemise d'eau *1* embrasse seulement la partie supérieure du corps *2*, partie dans laquelle est disposée l'anode *3*, car c'est

dans la ceinture de l'anode que se dégage la plus grande quantité de la chaleur, tandis que la densité de la vapeur devant l'anode doit être minimale afin de réduire au minimum réalisable la probabilité d'allumages en retour;

2) l'existence d'une grille de commande *4* blindée d'en bas par une pièce conique et une grille de désionisation *6*. La pièce conique fixe la position de la grille cylindrique *7* sur laquelle elle est montée. La grille s'oppose au passage de la tache cathodique sur le corps et contribue à un accroissement plus rapide de la pression de la vapeur lors de la mise en marche de l'excitron ;

3) la cathode *8* est isolée du corps par une couche d'émail et une couche de verre. Les sorties de l'amorceur et de l'anode d'entretien (ces pièces ne sont pas indiquées sur la figure) passent par des rondelles de verre;

4) la fixation de la tache cathodique à l'aide d'un chapeau en molybdène *9* plongé dans le mercure de la cathode. Cette fixation consiste en ce qu'au lieu d'une tache cathodique qui se déplace de façon désordonnée sur la surface du mercure (en cas de forts courants il y a plusieurs taches) on a une ligne sur la limite de mouillage du molybdène par le mercure. La densité linéaire du courant dans une telle tache atteint 15 à 20 A/cm. Pour des densités plus grandes la ligne cathodique se détache du chapeau *9* et se transforme en une tache désordonnée.

En plus d'une diminution notable de la chute de tension cathodique (7 ou 8 V au lieu de 10 V pour une tache qui se déplace librement), par la fixation de la tache cathodique on arrive à diminuer dans une forte mesure l'intensité de vaporisation et à prévenir l'éjection des gouttes de mercure par la cathode. Pour cette raison, en cas de la fixation de la tache, on n'a pas besoin dans l'excitron d'un écran protecteur pour réfléchir les jets de vapeur et les gouttes de mercure.

Pour que la fixation de la tache soit stable, le chapeau de molybdène doit être bien refroidi et, à cette fin, on prévoit dans celui-ci les tubes d'amenée et d'évacuation d'eau *10*.

Sur la figure 7.43 est indiquée la coupe d'un excitron de puissance fabriqué en série (type PMHB-500) prévu pour un courant moyen de 500 A et un courant maximal de 1 500 A.

On utilise comme amorceur une tige semi-conductrice *1* en carbure de bore et comme anode d'entretien *2* une tige en graphite placée dans une tubulure séparée *4*.

L'anode est protégée contre les jets et les gouttes de mercure par un disque-écran en graphite *3* qui joue en même temps le rôle de grille de désionisation.

La grille de commande en forme d'un panier embrasse la face et les surfaces latérales de l'anode. On assure ainsi une répartition du courant anodique suivant toute la surface réceptrice de la tête

d'anode. En outre, les trous latéraux dans la grille diminuent la résistance rencontrée par le flux thermique allant de l'anode vers le corps du redresseur.

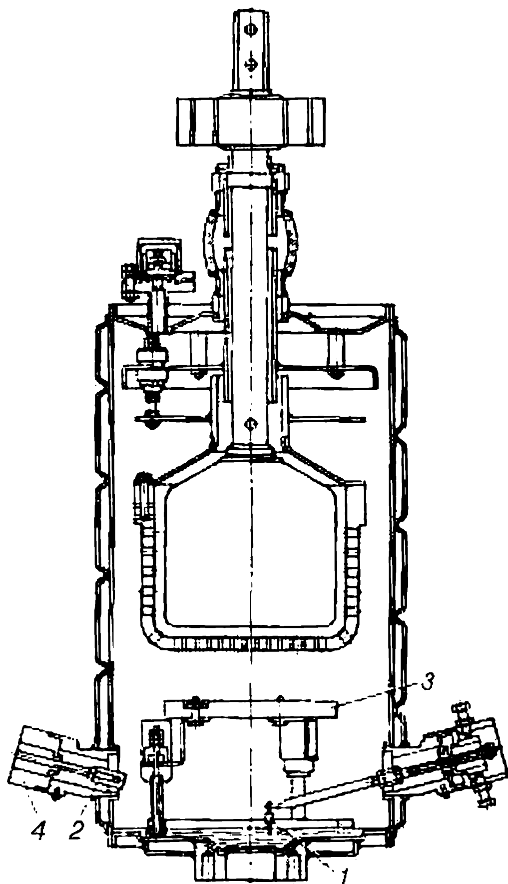


Fig. 7.43. Coupe d'un excitron de puissance

La chemise d'eau est réalisée sous la forme d'un canal en hélice, ce qui permet de lui donner une section plus petite et, pour cette raison, assure une plus grande vitesse de circulation d'eau pour le même débit.

La sortie d'anode est isolée du corps par un cylindre de verre allongé, ce qui permet des valeurs plus grandes de la tension de claquage. Le verre est protégé contre le rayonnement thermique par des écrans situés au-dessus de la tête d'anode.

g) Construction et caractéristiques électriques des soupapes à haute tension

Les soupapes à vapeur de mercure utilisées dans les installations destinées au transport d'énergie à courant continu doivent supporter une tension de service de l'ordre de 100 kV et même plus (ainsi que des surtensions possibles) pour des courants maximaux atteignant 900 A et plus en régime normal et lors des surcharges.

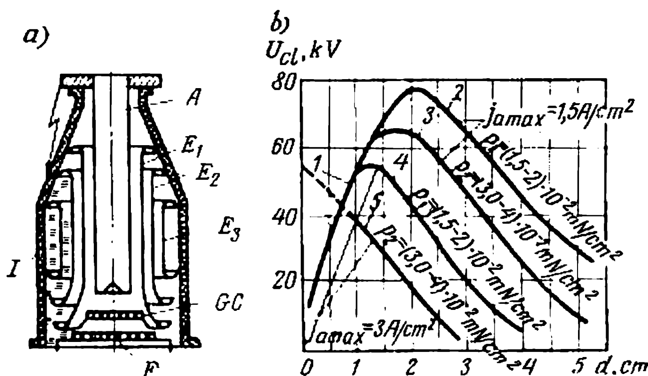


Fig. 7.44. Organisation de la sortie d'anode dans une soupape à vapeur de mercure à haute tension (*a*) ; courbes des tensions limites en fonction de la longueur de l'intervalle entre les électrodes (*b*)

C'est l'ensemble anode-grilles de l'appareil qui doit supporter ces tensions élevées pour des débits importants, car la haute tension affecte peu l'ensemble de cathode.

L'ensemble anode-grilles dans des soupapes à haute tension doit non seulement assurer la bonne rigidité diélectrique mais aussi prévenir les percements (claquages) de l'isolement extérieur. La liaison entre les isolements intérieur et extérieur est visible sur le schéma de l'ensemble anode-grilles représenté par la figure 7.44,*a*.

Une anode de grande longueur, dont les dimensions sont déterminées par la rigidité diélectrique extérieure et intérieure de l'ensemble anode-grilles, est entourée de plusieurs écrans (cylindres) tout comme le sont les sorties des installations à haute tension. De cette façon on assure une répartition plus uniforme de la tension sur la surface de l'isolateur dans les sens longitudinal et transversal.

La construction de l'ensemble anode-grilles doit aussi prévenir la pénétration du plasma s'échappant de l'intervalle entre les électrodes à la surface intérieure de l'isolateur. La présence du plasma dans le volume intérieur de l'ensemble anode-grilles (il est conventionnellement représenté à gauche du volume) raccourcit le chemin

de percement par l'air, à travers la paroi de l'isolateur, suivant la flèche figurée sur le même dessin.

La construction de l'ensemble anode-grilles doit aussi répondre à une condition importante: elle doit prévenir le percement intérieur à une tension anodique positive lorsque la soupape est bloquée par la grille ainsi que les allumages en retour lorsque la tension anodique est négative. Les allumages en retour sont les plus probables au début de la partie non conductrice de la période lors du bond initial de la tension inverse U_{b0} lorsque l'anode laisse passer un courant inverse maximal et pour la valeur maximale de la tension inverse lorsqu'une décharge autonome se développe sous l'action de l'émission électrostatique et des processus de multiplication en avalanche des porteurs de charges dans l'espace entre les électrodes.

Pour avoir une idée des tensions auxquelles sont construites actuellement les soupapes à vapeur de mercure industrielles, examinons d'abord les tensions limites qui peuvent être obtenues dans l'appareil avec un seul intervalle entre les électrodes lorsque l'accroissement de la tension est limité, d'une part, par le phénomène de multiplication en avalanche des porteurs dont le déroulement est donné par la courbe de la figure 1.6 et, d'autre part, par les valeurs limites de l'intensité du champ pour laquelle commence l'émission électrostatique.

Le phénomène de multiplication en avalanche des porteurs dépend de la longueur de l'intervalle entre les électrodes et de la pression (de la densité) de la vapeur de mercure dans cet intervalle. Plus la longueur de l'intervalle et la densité de la vapeur sont petites, plus la tension de percement est élevée, comme cela résulte de l'allure de la courbe représentée par la figure 1.6. La diminution de la longueur de l'intervalle entre les électrodes est limitée par l'accroissement de l'intensité du champ près de la surface de l'anode pour laquelle apparaît l'émission électrostatique.

Les courbes de la figure 7.44,*b* permettent de juger dans quelle mesure on peut augmenter la tension aux électrodes d'un intervalle plan avec l'accroissement de sa longueur (en tenant compte des deux facteurs dont dépend le percement électrique). La courbe *1* est une courbe limite d'après la condition d'apparition d'une émission électrostatique notable entre les électrodes en acier. Les courbes *2*, *3*, *4* et *5* sont des courbes limites d'après la condition d'amorçage d'une décharge autonome par suite de la multiplication en avalanche des porteurs pour différentes valeurs de la pression de la vapeur dans l'intervalle.

On voit d'après ces courbes qu'avec des électrodes en acier et une pression minimale admissible de $(1{,}5$ à $2{,}0)\cdot 10^{-2}$ mN/cm^2, permettant le fonctionnement de l'arc, la longueur optimale d de l'intervalle entre les électrodes est d'environ 1 cm. On peut alors

obtenir une tension de claquage U_{cl} d'environ 50 kV pour une densité du courant inverse ne dépassant pas $j_{b\ max} = 3$ mA/cm². La tension de claquage peut être augmentée jusqu'à 75 kV si la densité du courant inverse ne dépasse pas $j_{b\ max} = 1,5$ mA/cm². Avec une répartition uniforme de la tension suivant les intervalles de longueur $d = 1$ cm on pourrait se borner, en construisant un redresseur pour une tension inverse de 150 kV, par deux ou trois intervalles mis en série en fonction de la densité du courant inverse. Mais étant donné qu'en pratique on n'arrive pas à assurer la répartition uniforme de la tension par intervalles et cela d'autant moins lorsque dans les intervalles entre les électrodes existent des charges résiduelles (étape de désionisation), on fait dans l'ensemble d'anode des redresseurs prévus pour une tension de service de 100 kV (tension d'essai de 150 kV) cinq intervalles séparés, comme il est indiqué sur la figure 7.45, par quatre pièces intercalaires. Ces pièces avec des trous qui ne coïncident pas sont connectées aux cylindres latéraux de l'ensemble d'anode.

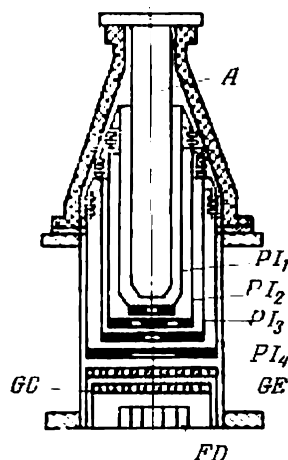


Fig. 7.45. Ensemble anode-grilles d'une soupape à vapeur de mercure à haute tension

Au-dessous des pièces intercalaires est disposé l'ensemble de grilles. Il comprend : 1) une grille de commande *GC*, 2) une grille écran supérieure *GE* destinée à affaiblir le champ anodique au voisinage de la grille de commande par quoi est assurée une faible pente de la caractéristique de grille ; 3) un filtre de désionisation *FD* limitant l'afflux des charges, d'en bas, vers la grille de commande, ce qui permet de diminuer la tension de polarisation E_{g0}.

On arrive à assurer une répartition uniforme minimale nécessaire de la tension entre l'anode, les pièces intercalaires et la cathode (mais pas par intervalles) en utilisant des diviseurs de tension extérieurs (fig. 7.46,*a*) : un diviseur à résistances R_1 et un diviseur comprenant dans une section une résistance R_0 et un condensateur C_1. La répartition de la tension entre les pièces intercalaires en cas d'emploi de tels diviseurs est indiquée par la droite *3* de la figure 7.46,*b*. En abscisses sont portées les distances entre les pièces intercalaires numérotées équidistantes et les électrodes et en ordonnées, les parts en pour cent de la tension anodique totale.

Durant la période de désionisation, lorsque dans les intervalles entre les pièces intercalaires restent les charges résiduelles du plasma désintégré, les potentiels des trous de grille diffèrent des potentiels des pièces intercalaires parce que les parois de ces pièces sont

entourées d'enveloppes ioniques. Ce n'est qu'au fur et à mesure de la disparition des enveloppes (ce qui a lieu d'abord dans les pièces supérieures et ensuite dans les pièces inférieures) que le potentiel des trous de grille devient égal au potentiel des pièces intercalaires.

La répartition des potentiels suivant les axes des trous de grille pour deux instants intermédiaires après l'extinction de l'arc est représentée par les courbes *1* et *2* de la même figure 7.46,*b*.

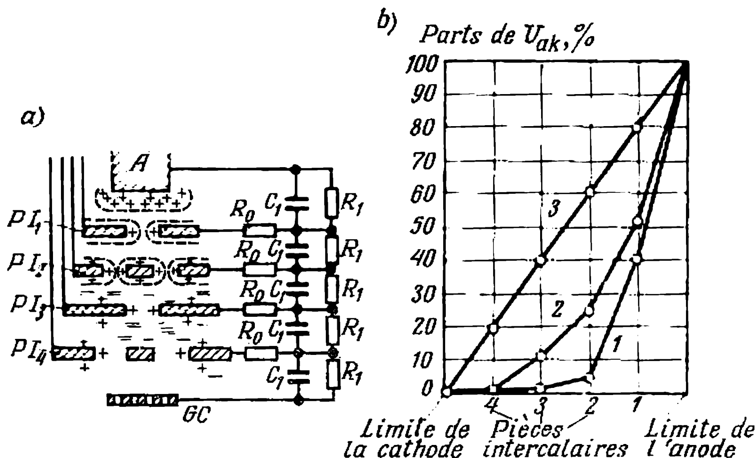


Fig. 7.46. Désagrégation du plasma dans l'ensemble anode-grilles après l'extinction de l'arc (*a*) et courbes de répartition de la tension entre les pièces intercalaires et les intervalles (*b*)

La courbe *1* se rapporte à un instant intermédiaire où les pièces intercalaires inférieures sont encore entourées de plasma et les pièces supérieures sont entourées d'enveloppes ioniques. Environ 60 % de la tension du saut initial U_{b0} tombent à l'instant considéré, comme l'indique la courbe *1* dans l'intervalle entre l'anode et la pièce intercalaire PI_1 et 35 % de ce saut dans l'intervalle entre les pièces PI_1 et PI_2. Le potentiel des pièces intercalaires inférieures PI_3 et PI_4 entourées de plasma ne diffère que peu du potentiel cathodique. A l'instant représenté par la courbe *2* où le plasma a reculé de la pièce PI_3, le saut initial de la tension U_{b0} est réparti sur trois intervalles et, pour cette raison, la part de la tension sur chacun d'eux diminue. Vers la fin de la désionisation, la répartition de la tension sur les intervalles diffère peu de sa répartition sur les pièces intercalaires (droite *3*).

Les pièces intercalaires dans l'ensemble d'anode augmentent la rigidité diélectrique de l'intervalle anode-cathode pour une

valeur maximale de la tension anodique lorsque le plasma résiduel n'existe plus.

La figure 7.47,*a* montre la coupe d'une soupape à vapeur de mercure à haute tension du type BP-9/3 qui supporte des tensions

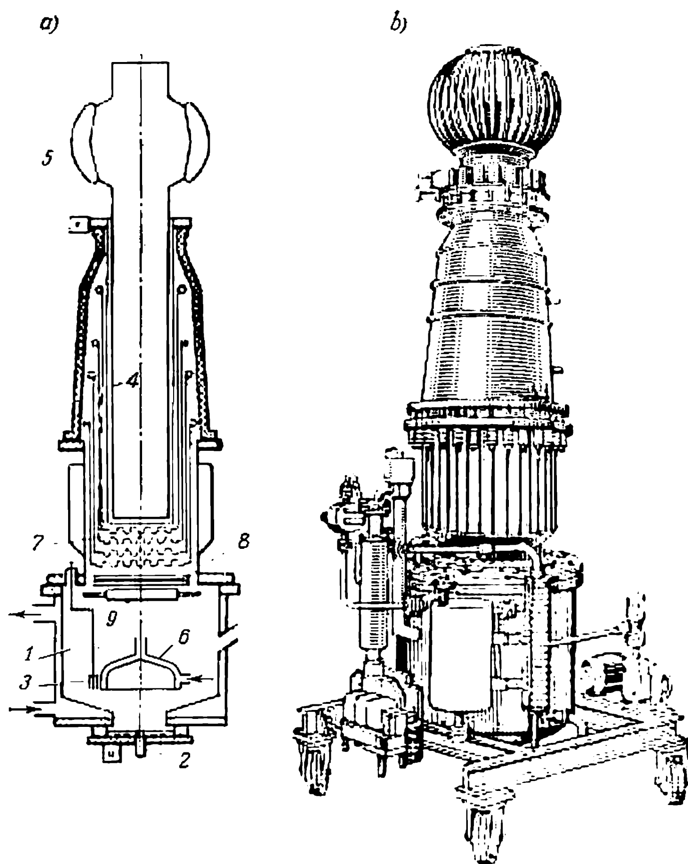


Fig. 7.47. Redresseur à vapeur de mercure à haute tension:
a—coupe; *b*—aspect extérieur

de claquage jusqu'à 130 kV et un courant maximal de 900 A (le courant moyen est de 300 A). La vue extérieure de cette soupape est donnée sur la figure 7.47,*b*.

Les anodes auxiliaires — d'amorçage *2* et d'entretien *3* — sont placées dans la partie cathodique *1*, en bas de la soupape, où la pression de la vapeur est relativement plus élevée que dans la zone anodique. Cela assure une stabilité plus grande des arcs auxiliaires.

L'ensemble d'anode est protégé contre les jets et les gouttes de mercure par des écrans métalliques *6*. Les surfaces latérales de l'anode *4* étant blindées par de forts écrans thermiques, la chaleur est évacuée par évaporation du mercure qui remplit la cavité intérieure de l'anode. En montant dans la partie supérieure de l'anode, les vapeurs se condensent sur la surface du radiateur tubulaire *5*. La température de l'anode ne dépasse pas alors 180 à 200 °C, car l'évaporation du mercure a lieu dans un vide créé dans la cavité intérieure de l'anode. Après condensation, le mercure revient dans l'anode creuse.

La pression demandée de la vapeur dans la zone de travail de la soupape est maintenue par la température du milieu réfrigérant. On utilise comme réfrigérant l'huile qui possède les propriétés isolantes requises.

Le vide dans la soupape est entretenu par le pompage périodique des gaz accumulés à l'aide de pompes à vide (à rotation et à diffusion) adjointes à la soupape (fig. 7.47,*b*).

Malgré la présence de quatre pièces intercalaires *7*, de deux grilles *8* et d'une grille-filtre *9*, la chute de tension totale dans l'arc pour un courant maximal de 900 A ne dépasse pas 60 à 70 V. La capacité de surcharge en courant de la soupape du type examiné est suffisamment grande. En régime de surcharges de courte durée, l'amplitude du courant peut atteindre 5 à 12 kA sans surtensions notables aux endroits de rétrécissement de l'arc et sans rupture de celui-ci.

§ 7.5. Redresseurs monophasés de grande puissance

Après l'examen des principales propriétés de deux types d'appareils utilisés dans les puissants systèmes de conversion de courant, c'est-à-dire 1) des soupapes non commandées (diodes semi-conductrices et soupapes à vapeur de mercure sans grille de commande) et 2) des soupapes commandées (thyristors et soupapes à vapeur de mercure avec grille de commande), nous passerons à l'examen des montages de conversion de courant et à l'analyse de leur fonctionnement. La conversion la plus simple consiste à redresser le courant alternatif.

La différence entre le régime de fonctionnement des redresseurs de grande puissance et celui des redresseurs de faible puissance examinés aux §§ 1.5 à 1.7 est liée surtout à l'influence des paramètres des transformateurs sur la forme des courants dans les convertisseurs et en particulier les redresseurs de courant.

Ainsi, par exemple, lors de l'analyse du fonctionnement des redresseurs de faible puissance on tenait compte seulement de la résistance ohmique des enroulements du transformateur sans prendre en considération les inductances des enroulements qui sont fortes

en présence du flux de dispersion magnétique. On pouvait les négliger vu leur petitesse dans les transformateurs de faible puissance.

Dans les transformateurs puissants, les inductances de dispersion exercent une influence considérable sur le régime de fonctionnement des convertisseurs tandis que l'influence des résistances ohmiques, qui sont de faibles valeurs absolues, est tellement petite que généralement on la néglige. Dans les convertisseurs puissants on néglige également la chute de tension interne ΔU_a dans les soupapes, dont la valeur est insignifiante.

Les tensions induites dans les enroulements des transformateurs par les flux magnétiques principaux sont prises en considération, comme dans les redresseurs de faible puissance, d'après leurs f.é.m. de phase.

Bien que le régime de fonctionnement des soupapes non commandées puisse être considéré comme un cas particulier des redresseurs commandés où l'angle de commande $\alpha = 0$, pour mieux comprendre les particularités dues à l'influence des flux de dispersion sur le fonctionnement des redresseurs de grande puissance, nous examinerons d'abord séparément le fonctionnement des redresseurs non commandés et celui des redresseurs commandés.

a) Redresseurs non commandés

Le schéma de principe d'un redresseur qui est monophasé par rapport à l'enroulement primaire du transformateur et diphasé (à deux alternances) par rapport à ses enroulements secondaires est indiqué sur la figure 7.48,*a*. Dans ce montage à neutre sorti (voir § 1.5,*a*), les extrémités libres des enroulements secondaires sont reliées aux anodes des soupapes tandis que les cathodes réunies entre elles forment le pôle positif du redresseur. Le point commun de connexion des enroulements secondaires forme le pôle négatif.

Les réactances X_a dans les circuits anodiques représentent la somme de l'inductance de dispersion du secondaire $X_2 = \omega L_2$ et de l'inductance de dispersion du primaire X_1 ramenée aux spires w_2 de cet enroulement :

$$X_a = X_2 + X_1 \frac{w_2}{w_1}. \quad (7.23)$$

Le rapport

$$\frac{w_1}{w_2} = \frac{E_1}{E_2} = K_{tr} \quad (7.24)$$

est le rapport de transformation.

Le circuit d'utilisation du redresseur comporte en plus de la résistance ohmique R_d (R_{ch}) une inductance X_d (réactance de cathode) qui joue souvent le rôle de filtre.

La valeur numérique de X_a peut être trouvée au moyen d'un essai en court-circuit du transformateur pendant lequel une tension

réduite E_{2cc} est appliquée aux bornes de l'un des secondaires, le primaire étant court-circuité.

Lorsque $X_d \geqslant 5R_d$, on peut admettre, sans commettre une grande erreur, que $X_d = \infty$, c'est-à-dire que la courbe du courant redressé I_d est parfaitement lisse.

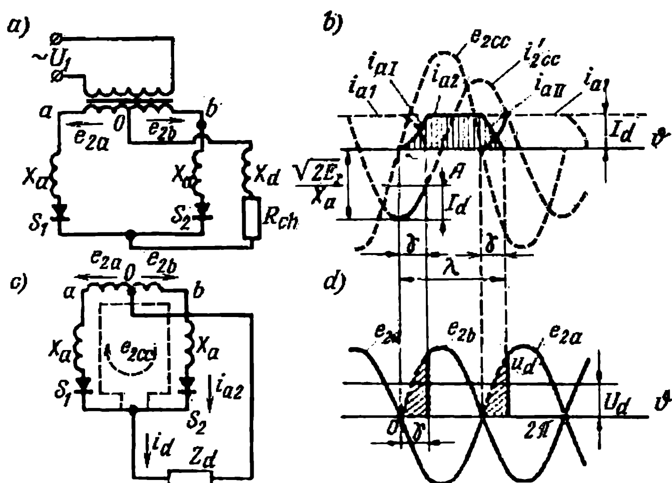


Fig. 7.48. Redresseur monophasé non commandé:
a—schéma; *б*—diagrammes de tension de commutation et de courant dans les soupapes; *c*—circuit de commutation; *d*—diagrammes de tensions simples et de tension redressée

L'existence de réactances d'anode X_a fait que le passage du courant anodique d'une soupape à l'autre (ce processus est appelé *commutation du courant*) ne se produit pas instantanément comme dans le cas des résistances pures, mais pendant un certain temps appelé *étape de commutation du courant*. Durant cette étape, désignée sur la figure 7.48,*b* par γ, le courant dans la soupape qui se bloque tombe à zéro et le courant dans la soupape qui entre en jeu augmente de zéro à sa valeur normale.

Le temps entre deux commutations qui se suivent est appelé *période entre commutations* ou étape de fonctionnement isolé de la soupape (de l'anode).

La durée λ du courant anodique comprend donc trois étapes:

1) l'étape de commutation initiale du courant de durée γ;

2) l'étape de fonctionnement isolé de la soupape (de l'anode) de durée $\lambda - 2\gamma$;

3) l'étape de commutation finale γ du courant où le courant dans la soupape (courant anodique) décroît de sa valeur totale jusqu'à zéro.

Durant l'étape de fonctionnement isolé, le courant i_a pour $X_d = \infty$ ne varie pas et reste égal à la valeur moyenne du courant redressé I_d.

Durant l'étape de commutation quand les deux soupapes laissent passer le courant simultanément, on peut établir la loi de variation des courants en partant du fait que pendant ce temps les circuits anodiques forment un circuit court-circuité (fig. 7.48,*c*) dans lequel agit la f.é.m. de phase e_{2cc} et le courant est limité par deux inductances $2X_a$. La valeur instantanée de la f.é.m. de phase est égale à la différence des tensions simples:

$$e_{2cc} = e_{2b} - e_{2a} = 2\sqrt{2}\,E_2 \sin\vartheta. \quad (7.25)$$

Sur la figure 7.48,*b* la tension e_{2cc} est représentée par une sinusoïde tracée en pointillé. Le courant de court-circuit qui représente la composante permanente du courant en régime transitoire a pour expression :

$$i'_{2cc} = \frac{2\sqrt{2}E_2}{2X_a} \sin\left(\vartheta - \frac{\pi}{2}\right) = -\frac{\sqrt{2}\,E_2}{X_a} \cos\vartheta. \quad (7.26)$$

A ce courant i'_{2cc} correspond la cosinusoïde tracée en pointillé sur la figure 7.48,*b*. Le maximum négatif de la cosinusoïde coïncide avec le début de la commutation des courants.

Pour trouver les courants totaux en régime de commutation, il faut encore tenir compte des composantes libres du régime transitoire. Leurs valeurs initiales dépendent du courant anodique total à l'instant de commencement de la commutation. Les composantes libres restent alors inchangées car les résistances ohmiques dans le circuit de commutation (circuit court-circuité) sont absentes.

Le courant anodique total de la soupape qui entre en jeu est nul et, pour cette raison, la composante libre de ce courant est:

$$I''_{2cc} = -i'_{2cc\,(0)} = \frac{\sqrt{2}\,E_2}{X_a}. \quad (7.27)$$

En additionnant i'_{2cc} et I''_{2cc} on trouve le courant anodique de la soupape S_2 qui entre en jeu durant la première étape de commutation :

$$i_{aI} = \frac{\sqrt{2}\,E_2}{X_a} (1 - \cos\vartheta). \quad (7.28)$$

L'indice I indique que cette formule est relative à la première étape de commutation. La valeur initiale du courant total de la soupape S_1 qui se bloque est I_d et, pour cette raison, la composante libre du courant est:

$$I''_{1cc} = I_d - \left(-\frac{\sqrt{2}\,E_2}{X_a}\right) = I_d + \frac{\sqrt{2}\,E_2}{X_a}.$$

La variation du courant durant la deuxième étape de commutation dans cette soupape est exprimée dans ce cas par l'égalité

suivante :

$$i_{aII} = I_d + \frac{\sqrt{2}\,E_2}{X_a}(1 - \cos\vartheta). \qquad (7.29)$$

On peut trouver la relation entre le courant I_d et l'angle de commutation γ au moyen de la formule (7.28) en y introduisant $\vartheta = \gamma$ et $i_{aI} = I_d$ ou au moyen de la formule (7.29) en y introduisant $\vartheta = \gamma$ et $i_{aII} = 0$. Dans les deux cas on obtient :

$$I_d = \frac{\sqrt{2}\,E_2}{X_a}(1 - \cos\gamma). \qquad (7.30)$$

La valeur de l'angle de commutation γ ainsi que les courbes des courants durant les différentes étapes de commutation peuvent être déterminées aussi graphiquement (fig. 7.48,*b*). A cette fin, à un niveau situé à une distance I_d du maximum négatif i'_{2cc} on trace une droite A parallèle à la tangente à la cosinusoïde. La partie de la cosinusoïde tracée en trait continu détermine la variation du courant anodique i'_{aI} dans la première étape de commutation. L'abscisse du point d'intersection de la droite A avec la cosinusoïde détermine en même temps l'angle de commutation γ.

L'influence du régime de commutation des courants sur la courbe de tension u_d est illustrée par le diagramme des tensions indiqué sur la figure 7.48,*d*. Durant l'étape de fonctionnement isolé de la soupape, la courbe de tension redressée u_d est déterminée par la portion de la courbe de tension secondaire e_{2a} ou e_{2b} de la soupape en fonctionnement (lorsqu'on néglige la chute de tension Δu_a dans la soupape). Durant l'étape de commutation, on retranche de la f.é.m. de l'enroulement secondaire qui entre en jeu la chute inductive de tension créée par le flux de dispersion tandis que dans l'enroulement connecté à la soupape qui achève son fonctionnement la chute de tension inductive est ajoutée à la f.é.m. de phase. Etant donné que les tensions résultantes dans les deux enroulements doivent être les mêmes puisque les deux enroulements sont réunis au point zéro et ont les mêmes potentiels aux anodes des soupapes (fig. 7.48,*a* et *c*), pour $\Delta u_a = 0$ la portion de la courbe de tension redressée durant l'étape de commutation est déterminée par la moyenne arithmétique des tensions de phase :

$$u_d = \frac{e_{2a} + e_{2b}}{2}. \qquad (7.31)$$

Dans le montage diphasé examiné cette moyenne est nulle car e_{2a} et e_{2b} sont égales et de signes contraires. La valeur moyenne de la chute inductive de tension ΔU_X apparaissant en régime de commutation du courant peut être calculée d'après la hauteur du rectangle équivalent à des aires hachurées sur la figure 7.48,*d*. Les ordonnées de ces aires sont égales à $e_{2cc}/2$ et, pour cette raison, la

valeur moyenne de la chute inductive de tension s'exprime par:

$$\Delta U_X = \frac{2}{2\pi}\int_0^{\gamma}\frac{e_{2cc}}{2}\,d\vartheta = \frac{1}{\pi}\int_0^{\gamma}\sqrt{2}\,E_2\sin\vartheta\,d\vartheta = \frac{\sqrt{2}\,E_2}{\pi}(1-\cos\gamma). \tag{7.32}$$

Il résulte de la formule (7.32) qu'avec l'augmentation de l'angle de commutation γ, par suite de l'accroissement du courant de charge, la chute de tension dans le redresseur augmente ce qui réduit sa tension de sortie.

On peut trouver la relation entre ΔU_X et le courant I_d en introduisant dans la formule (7.32) la valeur de

$$1-\cos\gamma = \frac{I_d X_a}{\sqrt{2}\,E_2} \tag{7.33}$$

tirée de la formule (7.30). On obtient ainsi

$$\Delta U_X = \frac{I_d X_a}{\pi}. \tag{7.34}$$

La valeur moyenne de la chute de tension dans le redresseur provoquée par les flux de dispersion durant les étapes de commutation est proportionnelle, comme on le voit de la formule (7.34), au courant de charge I_d et à l'inductance X_a.

La caractéristique externe du redresseur (voir § 1.7) en tenant compte de la formule (7.34) correspond à l'égalité:

$$U_d = E_d - \Delta U_X = \frac{2\sqrt{2}\,E_2}{\pi} - \frac{I_d X_a}{\pi}. \tag{7.35}$$

A cette égalité correspond une droite *2* en pointillé sur la figure 7.49,*a*.

Lorsqu'on tient compte aussi de la chute de tension interne ΔU_a dans la soupape, la caractéristique externe baisse de ΔU_a (droite *1* de la figure 7.49,*a*). L'abscisse du point d'intersection de cette droite avec l'axe des abscisses est égale au courant de court-circuit $I_{d\ cc}$ du redresseur.

Pour généraliser, on construit souvent la caractéristique externe d'un redresseur en unités relatives en adoptant comme grandeur de base non pas $\sqrt{2}E_2$ mais E_{d0} et en tenant compte de l'inductance X_a par la valeur u_{1cc} de la tension de court-circuit du transformateur exprimée en pour cent. Pour pouvoir passer des valeurs absolues de la tension et du courant aux valeurs relatives, divisons les deux membres de la formule (7.35) par E_{d0} et, en partant de (1.48), remplaçons E_d par $U_1 = K_{tr}E_2$ et d'après (1.26) remplaçons la valeur du courant de court-circuit $I_{d\ cc}$ par la valeur du courant dans l'enroulement primaire du transformateur pour la valeur nominale du courant redressé $I_{d\ nom}$.

Grâce à une telle substitution et à l'élimination du coefficient $\frac{\pi}{2\sqrt{2}}$ avec le passage à une forme rectangulaire de la courbe du courant, on obtient:

$$\frac{U_d}{E_d}=1-\frac{I_dX_a}{\pi E_d}=1-\frac{1}{\pi}\frac{\pi K_{tr}^2}{2\sqrt{2}U_1}I_{1cc}X_a\frac{I_d}{I_{d\,nom}}=$$

$$=1-0,35\frac{u_{1cc}}{100}\cdot\frac{I_d}{I_{d\,nom}}, \qquad (7.36)$$

où

$$u_{1cc}\,(\%)=X_aK_{tr}^2\frac{I_{1cc}}{U_1}\cdot 100 \qquad (7.37)$$

est la tension de court-circuit aux bornes de l'enroulement primaire du transformateur du redresseur lorsque ses enroulements secondaires sont parcourus par le courant nominal.

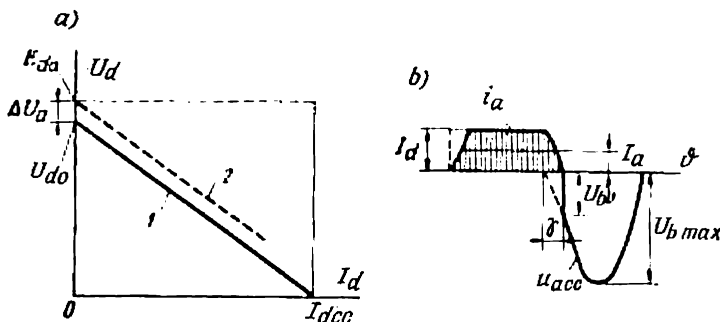


Fig. 7.49. Caractéristique externe d'un redresseur monophasé (*a*); diagrammes de tension et de courant de la soupape (*b*)

La soupape dont les diagrammes de courant et de tension sont indiqués sur la figure 7.49,*b* doit avoir les paramètres suivants: la valeur moyenne du courant $I_a=\frac{I_d}{2}$ (d'après 1.20), le courant maximal $I_{a\,max}=\frac{\pi}{2}I_d$ (d'après 1.21) et la valeur maximale de la tension inverse $U_{b\,max}=2\sqrt{2}E_2=\pi E_{d0}$ (d'après 1.22).

Le saut initial de tension inverse a pour valeur:

$$U_{b0}=2\sqrt{2}\,E_2\sin\gamma. \qquad (7.38)$$

Les valeurs efficaces du courant dans les enroulements primaire et secondaire du transformateur d'après lesquelles on calcule sa puissance type diffèrent un peu des valeurs trouvées dans le premier chapitre puisqu'on a passé de la forme sinusoïdale des courbes à la forme rectangulaire pour $X_d=\infty$.

La valeur efficace du courant secondaire I_2 lorsqu'on néglige la faible correction introduite par les étapes de commutation est:

$$I_2 = \sqrt{\frac{1}{2\pi} I_d^2 \pi} = \frac{I_d}{\sqrt{2}}. \qquad (7.39)$$

La valeur efficace du courant primaire (dont la courbe est construite d'après la différence des courbes des courants secondaires), en négligeant l'influence des portions correspondant aux étapes de commutation, est:

$$I_1 = \frac{1}{K_{tr}} \sqrt{\frac{1}{2\pi} I_d^2 2\pi} = \frac{I_d}{K_{tr}}. \qquad (7.40)$$

La puissance théorique des enroulements secondaires du transformateur:

$$S_2 = 2I_2E_2 = 2\frac{I_d}{\sqrt{2}} 1{,}11U_d = C_2P_d = 1{,}56P_d, \qquad (7.41)$$

où $C_2 = 1{,}56$ est le coefficient d'accroissement de la puissance théorique du transformateur par rapport à la puissance livrée réellement par le redresseur.

Si le même transformateur laissait passer des courants purement sinusoïdaux, on pourrait en demander une puissance égale à C_2P_d. La réduction de la puissance demandée du transformateur travaillant en régime de redressement s'explique par le fait que les valeurs efficaces des courants (dont dépend l'échauffement des enroulements du transformateur) augmentent grâce aux courants unidirectionnels et à la forme non sinusoïdale des courbes de courants.

La puissance théorique des enroulements primaires est:

$$S_1 = I_1U_1 = \frac{1}{K} I_dK\, 1{,}11U_d = C_1P_d = 1{,}11P_d, \qquad (7.42)$$

où $C_1 = 1{,}11$ est le coefficient d'accroissement de la puissance théorique des enroulements primaires.

La puissance théorique (type) du transformateur est

$$S_{tr} = \frac{S_1+S_2}{2} = C_{tr}P_d = \frac{1{,}56+1{,}11}{2} P_d = 1{,}34P_d, \qquad (7.43)$$

où $C_{tr} = 1{,}34$ est le coefficient d'accroissement de la puissance théorique du transformateur par rapport à la puissance de sortie du redresseur.

Les valeurs numériques indiquées des coefficients d'accroissement de la puissance théorique sont relatives au cas $X_d = \infty$.

b) *Redresseurs commandés*

Le schéma d'un redresseur du courant monophasé à neutre sorti équipé de soupapes commandées est indiqué sur la figure 7.50,*a*. Comme soupapes commandées on peut utiliser des tubes à gaz à grille de commande ainsi que des thyristors.

Dans le circuit d'utilisation est placée, au lieu d'une résistance ohmique R_d, une batterie d'accumulateurs en régime de charge

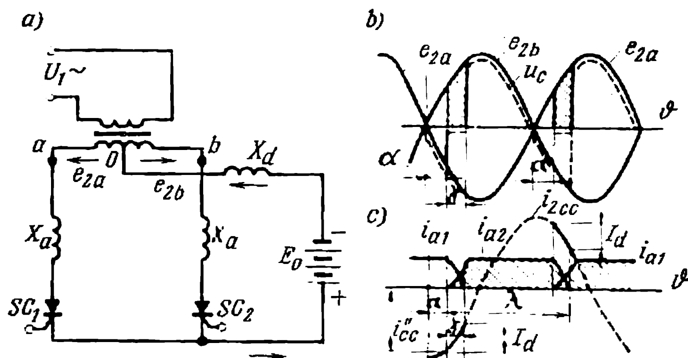


Fig. 7.50. Redresseur de courant monophasé équipé de soupapes commandées: *a*—schéma; *b*—diagramme de tensions de phase et de tension redressée; *c*—diagramme de courants dans la soupape

présentant une force contre-électromotrice E_0. Un moteur à courant continu peut aussi figurer comme un récepteur de courant continu à force contre-électromotrice. Lorsque dans le circuit d'utilisation existe une réactance de cathode $X_d = \infty$, le régime dans ce circuit ne diffère pas de celui examiné relativement au cas d'une charge ohmique R_d puisque pour $X_d = \infty$ le courant I_d = const et, pour cette raison, la chute de tension dans R_d est aussi une grandeur constante.

L'emploi des soupapes commandées dans le montage de redressement permet de décaler l'instant de leur amorçage d'un angle α par rapport à la valeur nulle de la tension positive, comme il est indiqué sur le diagramme de tensions (fig. 7.50,*b*).

Grâce à l'angle de commande α le passage du courant anodique par la soupape continue jusqu'au commencement du déblocage de la soupape suivante, quand X_d est grande, bien qu'à la fin de l'étape conductrice de la soupape une tension négative apparaît dans l'enroulement secondaire lié à cette soupape. Cela s'explique par le fait que la f.é.m. d'auto-induction positive qui apparaît dans X_d même pour une baisse très faible du courant anodique non seulement compense la tension de phase négative mais crée aussi une certaine tension excédentaire dépensée pour la chute de tension dans la soupape

et la chute ohmique de tension dans le circuit anodique. Pour cette raison, lorsque $X_d = \infty$, le courant reste ininterrompu indépendamment de la valeur de l'angle α et pour une valeur finie mais suffisamment grande de X_d le courant redressé est aussi ininterrompu tant que les valeurs de l'angle α ne sont pas très grandes.

Puisqu'avec l'introduction de l'angle α la formation de la courbe de tension redressée est assurée non seulement par des valeurs positives des tensions de phase mais aussi par des valeurs négatives de la tension alternative, la valeur moyenne de la tension redressée U_d diminue pour $X_d > 0$.

En faisant varier l'angle α, on peut régler la valeur de la tension redressée U_d et, de cette façon, la valeur du courant redressé I_d entre leurs valeurs totales et zéro.

Le retard dans l'ouverture de la soupape d'un angle α par rapport au commencement de l'alternance positive influe aussi sur la durée de l'étape de commutation γ car la commutation a lieu pour d'autres valeurs de la tension entre phases e_{2cc}. Ces valeurs augmentent, comme on le voit sur la figure 7.50,*b*, ce qui diminue l'angle de commutation γ.

On peut trouver la relation entre l'angle de commutation γ et l'angle de commande α en déterminant l'angle γ du rapport des courants et des tensions dans un circuit court-circuité créé par deux enroulements secondaires qui laissent passer le courant simultanément.

La f.é.m. entre phases e_{2cc} y reste la même que lorsque $\alpha = 0$. Par conséquent l'expression permettant de déterminer la composante permanente du courant i'_{2cc} en régime transitoire reste la même que pour un redresseur non commandé [voir la formule (7.26)]. Seule la composante libre du courant varie, car la valeur nulle du courant dans une soupape qui entre en jeu se rapporte dans ce cas non pas au commencement de l'alternance positive mais à l'époque distante de l'angle α. La valeur initiale de la composante libre s'exprime par :

$$I''_{2cc} = \frac{\sqrt{2}\,E_2}{X_a}\cos\alpha. \qquad (7.44)$$

Sur la figure 7.50,*c* cela correspond au décalage de la partie de commutation du courant d'un angle α à droite du maximum négatif de la cosinusoïde.

L'expression analytique pour le courant de la soupape conductrice est dans ce cas :

$$i_{a1} = i'_{2cc} + I''_{2cc} = \frac{\sqrt{2}\,E_2}{X_a}(\cos\alpha - \cos\vartheta). \qquad (7.45)$$

En introduisant dans la formule (7.45) l'angle $\vartheta = \alpha + \gamma$ et le courant I_d au lieu de i_{a1}, on trouve :

$$I_d = \frac{\sqrt{2}\,E_2}{X_a}[\cos\alpha - \cos(\alpha + \gamma)]. \qquad (7.46)$$

L'équation (7.46) détermine la relation cherchée entre l'angle de commutation γ et l'angle de commande α pour un courant donné I_d. On voit d'après le diagramme de la figure 7.50,*c* et de l'équation (7.46) qu'avec l'accroissement de l'angle α l'angle γ diminue réellement.

La chute de tension inductive pendant la période de commutation est :

$$\Delta U_X = \frac{1}{\pi} \int_{\alpha}^{\alpha+\gamma} \sqrt{2}\, E_2 \sin \vartheta \, d\vartheta = \frac{\sqrt{2}\, E_2}{\pi} [\cos \alpha - \cos (\alpha + \gamma)]. \qquad (7.47)$$

En remplaçant dans la formule (7.47) la fonction trigonométrique mise entre crochets par sa valeur tirée de la formule (7.46), on obtient

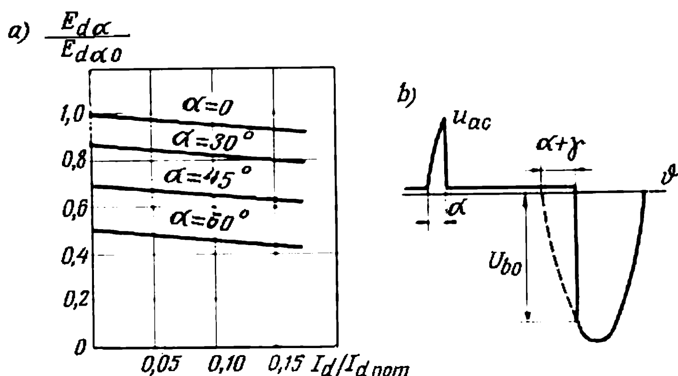


Fig. 7.51. Caractéristiques externes d'un redresseur monophasé commandé (*a*) et diagramme de tension aux bornes de la soupape (*b*)

la même relation entre la chute de tension ΔU_X et le courant I_d que dans un redresseur non commandé [voir la formule (7.34)].

Pour cette raison, les caractéristiques externes d'un redresseur commandé (fig. 7.51,*a*) ont la même pente que celles d'un redresseur non commandé. A chaque angle de commande α correspond une caractéristique externe.

La variation de la tension aux bornes de la soupape durant une période de la tension alternative pour $X_d = \infty$ est représentée par la courbe de $u_{a\,c}$ (fig. 7.51,*b*). Elle a été tracée d'après la différence des ordonnées de la courbe en pointillé u_c (fig. 7.50,*b*) qui détermine le potentiel de la cathode et des portions de la sinusoïde de la tension secondaire alimentant la soupape considérée. La différence entre la courbe de $u_{a\,c}$ et la courbe indiquée précédemment sur la figure 7.49,*b* consiste en ce qu'avant le déblocage de la soupape il apparaît sur son anode une tension positive U_a que la soupape

doit supporter sans claquage jusqu'à son amorçage à l'époque déterminée par l'angle α.

La valeur maximale de la tension directe avant le déblocage:

$$U_{a0}=2\sqrt{2}E_2\sin\alpha. \quad (7.48)$$

Le saut initial de la tension inverse:

$$U_{b0}=2\sqrt{2}E_2\sin(\alpha+\gamma). \quad (7.49)$$

Simultanément avec les avantages dont bénéficie un redresseur commandé par l'introduction d'un retard α, certains indices énergétiques baissent avec l'accroissement de l'angle α. Ainsi, par

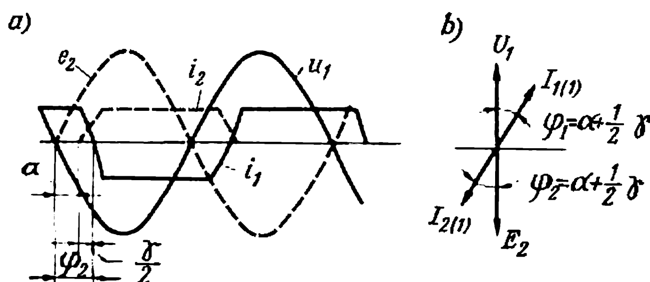


Fig. 7.52. Diagrammes de tensions et de courants secondaires et primaires: *a*—linéaire; *b*—vectoriel

exemple, avec l'accroissement de l'angle α les ondulations des tensions et des courants redressés augmentent et le facteur de déphasage cos φ, qui entre comme facteur dans le coefficient de puissance du redresseur, baisse. Le coefficient de déphasage diminue du fait que le décalage de la courbe de courant anodique i_a de la soupape augmente par rapport à la demi-sinusoïde positive de la tension anodique. Cela provoque un déphasage du courant i_2 dans l'enroulement secondaire du transformateur par rapport à la tension secondaire e_2, comme on le voit d'après les courbes en pointillé de la figure 7.52,*a*.

Si l'on ne tenait pas compte de l'influence de l'angle de commutation γ, l'angle de déphasage entre e_2 et i_2 serait égal à l'angle de commande α. Lorsqu'on tient compte de γ, l'angle de déphasage augmente d'environ $\frac{\gamma}{2}$. Il en résulte que le déphasage entre e_2 et i_2 est déterminé par l'angle:

$$\varphi_2\cong\alpha+\frac{1}{2}\gamma. \quad (7.50)$$

Le courant primaire i_1 est décalé (en arrière) sur la tension primaire u_1 à peu près du même angle, ces deux grandeurs étant en

opposition de phase par rapport au courant i_2 et à la tension e_2 respectivement.

En sélectionnant des courbes trapézoïdales du courant les premiers harmoniques $i_{2(1)}$ et $i_{1(1)}$ et en tenant compte du fait que la tension est sinusoïdale, on a construit sur la figure 7.52,*b* le diagramme vectoriel des tensions et des courants secondaires et primaires dans les enroulements du transformateur alimentant le redresseur. Le vecteur du courant primaire est décalé (en arrière), si l'on néglige la correction pour le courant à vide, du même angle $\varphi_1 = \alpha + \frac{1}{2}\gamma$ que le courant secondaire i_2 par rapport à la tension e_2.

Un tel diagramme vectoriel prouve que le redresseur demande au réseau un courant réactif de même signe que toute autre charge comprenant des résistances et des inductances.

Le facteur de déphasage cos φ du redresseur (sans tenir compte de la puissance réactive à vide) est

$$\cos\varphi_1 = \cos\left(\alpha + \frac{\gamma}{2}\right). \tag{7.51}$$

Il résulte de la formule (7.51) qu'au cas où même l'angle $\alpha = 0$ (redresseur non commandé) le facteur de déphasage $\cos\varphi_1 = \cos\frac{\gamma}{2}$. Le courant à vide du transformateur fait croître ce déphasage.

Lorsque la courbe du courant primaire n'est pas sinusoïdale, ce qui est caractéristique pour la plupart des systèmes de conversion de courant, le coefficient de puissance χ comprend également, en qualité d'un deuxième multiplicateur, un taux de distorsion de courant ν. Lorsque la valeur de ν diffère considérablement de l'unité, le facteur de puissance a pour expression :

$$\chi = \nu\cos\varphi. \tag{7.52}$$

On peut trouver la valeur de ν de l'égalité

$$\nu = \frac{i_{1(1)}}{i_1}, \tag{7.53}$$

où $i_{1(1)}$ est l'harmonique fondamental du courant primaire.

L'accroissement des ondulations du courant redressé avec l'augmentation de l'angle de commande α exige une amélioration correspondante des paramètres des filtres de lissage introduits dans le circuit du courant redressé.

L'influence de l'angle α sur le régime de fonctionnement et les relations énergétiques dans un redresseur monophasé commandé en pont (voir § 1.5,*b*, fig. 1.24) reste la même que dans un montage à neutre sorti.

§ 7.6. Redresseurs triphasés ; critères de choix des modes de couplage des enroulements d'un transformateur alimentant un redresseur

Les redresseurs de puissance (sauf les installations sur le matériel roulant de chemins de fer électriques) sont généralement alimentés par des réseaux triphasés.

Les trois enroulements primaires du transformateur sont couplés en étoile (fig. 7.53,*a*) ou en triangle. L'emploi des trois enroulements secondaires dont chacun est relié à une soupape (ou à un

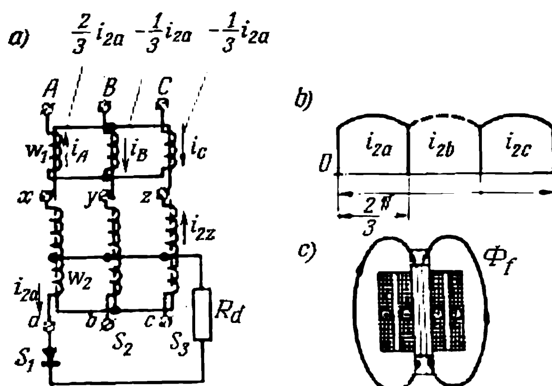


Fig. 7.53. Répartition des courants dans l'enroulement primaire d'un transformateur triphasé pour redresseur lorsque l'un des enroulements secondaires est parcouru par le courant de soupape :

a—schéma ; *b*—diagramme de courants anodiques ; *c*—itinéraire du flux d'aimantation forcée

groupe de soupapes mises en parallèle) n'assure pas un régime normal de fonctionnement du transformateur car les enroulements secondaires sont parcourus par des courants unidirectionnels qui ne peuvent pas circuler dans les enroulements primaires car ils sont soumis à des tensions alternatives et ne comportent pas de soupapes dans leurs circuits.

La répartition des courants dans les enroulements primaires d'un transformateur triphasé lorsque les courants passent seulement par trois enroulements secondaires laissant passer à tour de rôle un courant unidirectionnel peut être déterminée en partant des lois de Kirchhoff pour des circuits électriques et magnétiques. (Pour généraliser, on a indiqué sur la figure 7.53,*a* six enroulements.)

De cette façon, en examinant le régime de fonctionnement du montage (fig. 7.53,*a*) pendant le premier tiers de la période, lorsque le courant passe par la soupape S_1 et l'enroulement secondaire de phase *a* relié à cette soupape, on peut établir pour les courants dans

les enroulements primaires du transformateur l'égalité suivante, en vertu de la première loi de Kirchhoff pour les circuits électriques:

$$i_{1A}+i_{1B}+i_{1C}=0. \qquad (7.54)$$

Il résulte de la deuxième loi de Kirchhoff pour les circuits magnétiques fermés (d'après cette loi les composantes de charge des ampères-tours ou des courants, pour $w_1 = w_2$, sont nulles) que lors du parcours du circuit magnétique comprenant les noyaux A et B (quand $w_1 = w$), on a:

$$i_{1A}-i_{1B}-i_{2a}=0. \qquad (7.55)$$

Lorqu'on parcourt le circuit comprenant les noyaux B et C, on obtient:

$$i_{1B}-i_{1C}=0. \qquad (7.56)$$

En résolvant les équations (7.55) et (7.56) ensemble avec l'équation (7.54) on trouve les rapports entre les courants primaires et les courants secondaires:

$$i_{1A}=\frac{2}{3}\,i_{2a}. \qquad (7.57)$$

$$i_{1B}=-\frac{1}{3}\,i_{2a}. \qquad (7.58)$$

$$i_{1C}=-\frac{1}{3}\,i_{2a}. \qquad (7.59)$$

Les valeurs absolues trouvées des courants primaires sont indiquées sur la figure 7.53,*a* et le sens des flèches correspond au sens réel des courants.

En comparant les valeurs des courants primaires et des courants secondaires (des ampères-tours) sur chaque noyau du transformateur on voit que chacun de ces noyaux comporte des ampères-tours en excédent qui aimantent les noyaux dans un même sens (de haut en bas). Il en résulte que dans les noyaux du transformateur apparaît un flux magnétique complémentaire qui se superpose au flux magnétique principal. Le flux complémentaire passe, durant la partie considérée de la période, de la culasse inférieure vers la culasse supérieure par l'air et la cuve du transformateur (fig. 7.53,*c*). Ce flux est appelé *flux d'aimantation forcée* Φ_f.

Lorsque le courant passe de la soupape S_1 à la soupape S_2 et ensuite à la soupape S_3, ce qui correspond au passage du courant de l'enroulement secondaire *a* à deux autres enroulements *b* et *c*, le sens et la valeur du flux d'aimantation forcée ne changent pas car la répartition relative des courants entre les enroulements primaires et secondaires est conservée.

L'influence du flux d'aimantation forcée Φ_f de sens et de valeur constants se traduit par un accroissement notable du flux magné-

tique résultant dans les noyaux du transformateur durant les demi-périodes où le flux alternatif est dirigé dans le même sens avec le flux d'aimantation forcée. Pour que le flux résultant ne provoque pas la saturation du circuit magnétique (ce qui perturbe le fonctionnement normal du transformateur) il est nécessaire d'augmenter considérablement la section totale des noyaux du circuit magnétique. Ceci entraîne non seulement l'accroissement du poids du fer mais aussi du poids des enroulements car avec l'accroissement du périmètre de la section des noyaux la longueur moyenne d'une spire des enroulements augmente également.

Les courants de charge dans les enroulements primaires et secondaires ne sont symétriques non plus lorsque les enroulements primaires du transformateur alimentant le redresseur sont couplés en triangle. La cause en est qu'avec le couplage en triangle la répartition des courants par les enroulements obéit à la deuxième loi de Kirchhoff pour les circuits électriques selon laquelle la somme algébrique des f.é.m. et des chutes de tension ohmiques dans un circuit fermé quelconque est nulle.

La somme des f.é.m. est nulle parce que la somme algébrique des flux magnétiques dans le circuit magnétique à trois noyaux du transformateur est nulle. La somme des chutes de tension ohmiques est nulle parce que l'enroulement primaire disposé sur le même noyau que l'enroulement secondaire qui débite dans le récepteur est parcouru par un courant égal à deux tiers du courant i_{2a} et les deux autres enroulements primaires connectés en série sont traversés par un courant égal à un tiers de i_{2a}.

Le flux d'aimantation forcée Φ_f ne disparaît non plus lorsque chacun des noyaux du transformateur est doté de deux enroulements secondaires qui forment dans leur ensemble une étoile secondaire hexaphasée (fig. 7.53,*a*). Dans ce cas, chaque enroulement secondaire est traversé à tour de rôle par un courant unidirectionnel pendant une sixième partie de période.

Vu que les équations (7.54) à (7.56) sont valables aussi dans ce cas, la répartition du courant dans chaque sixième partie de période reste la même qu'avec un système à secondaire triphasé. C'est seulement le sens d'action des courants excédentaires (des ampères-tours) qui change tous les sixièmes de période. Pour cette raison, durant une période de tension alternative du réseau, le flux d'aimantation forcée change de sens six fois (périodicité triple).

Un flux d'aimantation forcée variable, outre qu'il sature le circuit magnétique du transformateur, induit une f.é.m. monophasée dans tous les enroulements du transformateur. Dans la phase de fonctionnement, cette f.é.m. produit sur la tension résultante le même effet que la f.é.m. engendrée par les flux de dispersion magnétique. Aussi, la chute inductive de tension croît-elle considérable-

ment en présence d'un flux d'aimantation forcée. Cela explique le fait que le système secondaire triphasé comportant une soupape par phase (sauf les systèmes couplés en zigzag) et l'étoile hexaphasée à une soupape par phase dans les transformateurs puissants pour redresseurs sont utilisés assez rarement. Ce n'est que pour les redresseurs de faible puissance qu'on utilise des transformateurs à étoile triphasée secondaire (voir § 7.7).

L'asymétrie dans la répartition des courants (des ampères-tours) entre les noyaux du transformateur disparaît (et avec elle

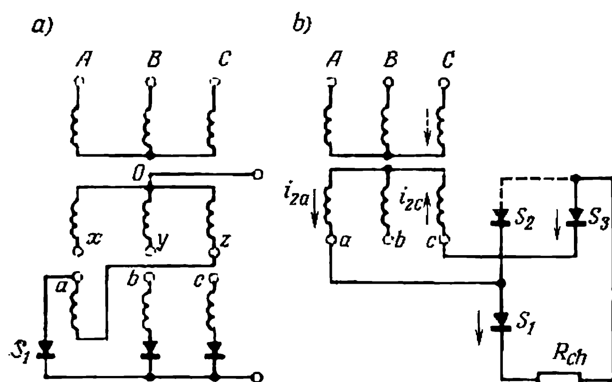


Fig. 7.54. Répartition des courants dans les enroulements d'un transformateur pour redresseur:

a—cas de deux enroulements secondaires couplés en zigzag et laissant passer le courant de soupape; *b*—cas de deux soupapes montées en opposition et reliées à l'enroulement secondaire commun (ensemble d'un montage en pont)

est éliminé le flux d'aimantation forcée) lorsque: 1) chaque noyau porte deux enroulements secondaires (fig. 7.54,*a*) et que les enroulements placés sur différents noyaux sont connectés par leurs entrées ou par leurs sorties, en formant une même phase dans le système de redressement de courant; 2) à chaque enroulement secondaire sont connectées deux soupapes de conductions opposées (fig. 7.54,*b*) ou 3) six enroulements secondaires sont divisés en deux groupes triphasés dont chacun est couplé en étoile (fig. 7.55,*a*). Les points neutres des étoiles sont réunis par une inductance monophasée au point milieu sorti. Grâce à cette inductance dite *inductance d'équilibre*, les tensions aux bornes des deux enroulements dont les actions alternent deviennent les mêmes pendant l'intervalle de travail et, pour cette raison, les courants dans les soupapes qui sont réunies à ces enroulements passent simultanément. Cela assure, comme dans le montage de la figure 7.54,*a*, une apparition simultanée des courants dans les enroulements secondaires situés sur différents

noyaux du circuit magnétique (voir les flèches de i_{2c} et i_{2a} sur la figure 7.54,*b*).

Lorsque deux enroulements secondaires placés sur différents noyaux sont parcourus simultanément par le courant, les courants primaires passent par deux enroulements primaires disposés sur les mêmes noyaux (comme cela a lieu dans les transformateurs monophasés). Les forces magnétisantes dues aux composantes de charge des courants dans chacun des noyaux sont alors équilibrées et le flux d'aimantation forcée n'apparaît pas.

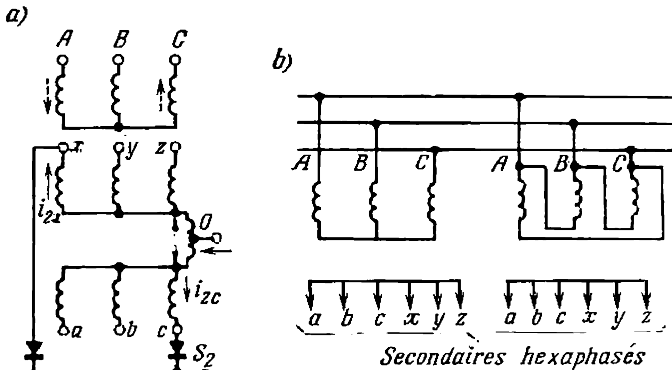


Fig. 7.55. Répartition des courants dans les enroulements d'un transformateur pour redresseur en cas de deux systèmes secondaires triphasés réunis par une inductance d'équilibre (*a*); schéma dodécaphasé équivalent (*b*)

Cela a lieu aussi dans les systèmes secondaires triphasés avec les enroulements couplés en zigzag (fig. 7.54,*a*), lorsque chaque phase secondaire est formée par deux enroulements situés sur différents noyaux.

Dans un montage utilisant deux soupapes de conductions opposées connectées à chacun des trois enroulements secondaires (voir fig. 7.54,*b*), le courant secondaire tout comme le courant primaire est un courant purement alternatif. Parmi ces montages se classe avant tout le montage en pont triphasé qui est largement utilisé dans les convertisseurs.

D'après le montage de la figure 7.55,*a* est réalisé un redresseur hexaphasé à inductance d'équilibre largement utilisé.

L'avantage des deux derniers montages est non seulement l'absence de flux d'aimantation forcée mais aussi le fonctionnement en régime équivalent à celui d'un système hexaphasé. Cela assure une forte réduction du spectre d'harmoniques supérieurs de courant et de tension et de leurs amplitudes dans les courbes de la tension redressée et du courant primaire.

33—1175

Dans les installations de très forte puissance, afin de mieux réduire les ondulations de la tension redressée et les harmoniques de courant du réseau d'alimentation, on combine les redresseurs triphasés en systèmes qui assurent, du côté secondaire, un régime de fonctionnement équivalent à celui d'un système dodécaphasé. Une variante simple d'un tel montage est représentée par la figure 7.55,*b*. Les enroulements primaires dans l'un des transformateurs du système sont couplés en étoile et ceux du second transformateur sont réunis en triangle. Les systèmes secondaires sont réalisés soit suivant le montage triphasé en pont, soit suivant le montage à inductance d'équilibre.

Grâce au déphasage de 30° entre les tensions aux bornes des enroulements primaires qui apparaît dans ce mode de couplage, dans la tension redressée sont absentes les ondulations de périodicité sixtuple, ce qui rend le régime de fonctionnement du redresseur équivalent à celui d'un système dodécaphasé.

§ 7.7. Redresseur non commandé à secondaire triphasé

Les redresseurs triphasés de faible puissance sont souvent réalisés, comme nous l'avons déjà indiqué, avec des enroulements

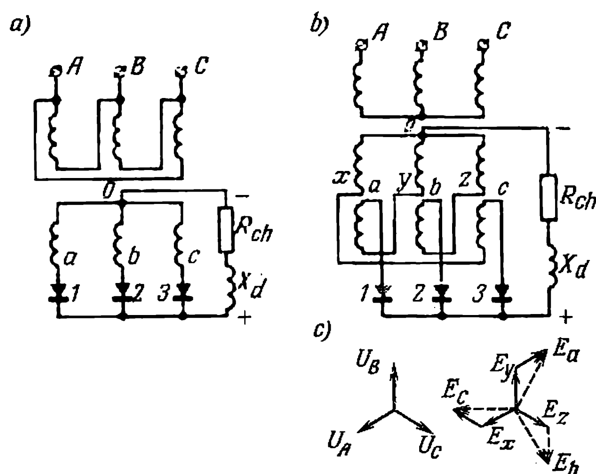


Fig. 7.56. Schémas de redresseurs à système secondaire triphasé couplé en étoile (*a*) ; couplé en zigzag (*b*) ; diagramme vectoriel (*c*)

secondaires du transformateur couplés soit en étoile (fig. 7.56,*a*), malgré l'apparition du flux d'aimantation forcée, soit en zigzag (fig. 7.56,*b*), le choix entre les deux montages étant régi par le désir d'avoir minimal le poids théorique du transformateur. Pour évaluer

l'encombrement du transformateur nécessaire, examinons le régime de fonctionnement du redresseur pour les deux variantes de couplage des enroulements.

Nous allons analyser le travail en négligeant les inductances de fuites ($X_a = 0$) et en admettant $X_d = \infty$. Dans cette hypothèse les relations entre les courants et les tensions sont les plus simples (fig. 7.57,*a* à *d*) parce que pour $X_a = 0$ la commutation des courants

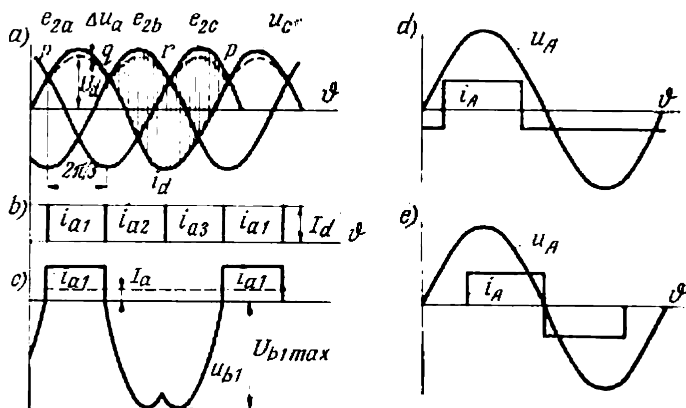


Fig. 7.57. Diagrammes de tensions et de courants d'un redresseur triphasé: *a*—tension simple et tension redressée ; *b*—courants anodiques et courant redressé ; *c*—courant et tension de la soupape ; *d*—courant dans l'enroulement primaire pour le couplage en étoile des enroulements secondaires ; *e*—courant dans l'enroulement primaire pour le couplage en zigzag des enroulements secondaires

dans les soupapes est instantanée et pour $X_d = \infty$, les courants anodiques gardent leur valeur inchangée.

Lors de la commutation instantanée, le courant i_a dans la soupape et le courant i_2 dans l'enroulement secondaire du transformateur existent pendant un tiers de période lorsque la tension dans l'enroulement secondaire (phase) donné est plus grande que celle dans les deux autres. Ainsi la soupape *1* débite lorsque la tension e_{2a} est plus grande que e_{2b} et e_{2c} (fig. 7.57,*a*). Durant ce tiers de période le courant ne peut pas passer par les soupapes *2* et *3* car les potentiels de leurs anodes (figurés par les sinusoïdes en trait continu) sont inférieurs au potentiel commun des cathodes représenté en pointillé (courbe de u_c). Le potentiel des cathodes suit le potentiel le plus élevé de la soupape en fonctionnement (dont il diffère seulement d'une faible valeur égale à la chute de tension interne Δu_a).

Durant le tiers de période suivant où le potentiel le plus élevé est dans la phase *b*, le courant (i_{a2}) passe par la deuxième soupape et durant le dernier tiers de période le courant (i_{a3}) passe par la troisième soupape. La commutation du courant (fig. 7.57,*b*) a lieu

aux moments d'intersection des demi-sinusoïdes positives de tension (points p, q, r sur la figure 7.57,*a*).

Le courant redressé (fig. 7.57,*b*) dans la résistance de charge R_{ch} se compose des courants anodiques i_{a1}, i_{a2} et i_{a3} qui alternent.

La valeur moyenne de la tension redressée est alors

$$E_{d0}=\frac{1}{\frac{2\pi}{3}}\int_{-\frac{\pi}{3}}^{+\frac{\pi}{3}}\sqrt{2}\,E_2\cos\vartheta\,d\vartheta=\frac{\sqrt{2}\,E_2\sin\frac{\pi}{3}}{\frac{\pi}{3}}=1,17E_2. \qquad (7.60)$$

La valeur moyenne (pendant une période) du courant passant par la soupape est

$$I_a=\frac{I_d}{3}. \qquad (7.61)$$

La tension inverse aux bornes de la soupape est déterminée par la tension entre phases puisque la soupape bloquée est reliée par son anode à l'une des phases et par la cathode, par l'intermédiaire de la soupape en fonctionnement (dont nous négligeons la chute de tension interne), à l'autre phase secondaire du transformateur.

Les valeurs instantanées de la tension entre phases correspondent aux ordonnées de l'aire hachurée sur la figure 7.57,*a*. D'après ces valeurs on a tracé le diagramme linéaire de tension inverse de la soupape (fig. 7.57,*c*). Le maximum de la tension inverse est égal à l'amplitude de la tension entre phases:

$$U_{b\,\max}=\sqrt{3}\cdot\sqrt{2}\,E_2=2,09U_d. \qquad (7.62)$$

On choisit la soupape d'après les valeurs numériques fournies par les formules (7.61) et (7.62).

La valeur efficace de la tension de phase E_2 pour la valeur donnée de E_{d0} est déterminée dans les deux montages en partant de la formule (7.60). On obtient en définitive:

$$E_2=\frac{E_d}{1,17}. \qquad (7.63)$$

Dans les montages à neutre sorti, la tension de phase E_2 est en même temps la tension de l'enroulement secondaire. La valeur efficace du courant secondaire, lorsque la courbe de ce courant est rectangulaire, est

$$I_2=\sqrt{\frac{1}{2\pi}I_d^2\frac{2\pi}{3}}=\frac{I_d}{\sqrt{3}}=I_a\sqrt{3}. \qquad (7.64)$$

La valeur efficace du courant primaire dont la courbe a été tracée sur la figure 7.57,*d* d'après les formules (7.57) à (7.59) est

$$I_{1A}=\frac{\sqrt{2}}{3}\frac{1}{K_{tr}}I_d. \qquad (7.65)$$

La puissance calculée du transformateur dont les enroulements secondaires sont couplés en étoile (voir fig. 7.56,*a*), sans tenir compte de l'accroissement du poids du circuit magnétique du transformateur dû à l'apparition du flux d'aimantation forcée, est

$$P_{tr} = \frac{P_2 + P_1}{2} = \frac{3E_2I_2 + 3U_1I_1}{2} = 1{,}34P_d. \qquad (7.66)$$

Dans un montage à couplage des secondaires en zigzag (fig. 7.56, *b*), la tension de l'enroulement secondaire est $\sqrt{3}$ fois inférieure à la tension de phase:

$$E_{2w} = \frac{E_2}{\sqrt{3}}. \qquad (7.67)$$

Si le rapport de transformation K_{tr} est déterminé comme $\frac{U_1}{E_2}$ et le rapport du courant primaire au courant secondaire est déterminé par celui des nombres de spires ($I_1w_1 = I_2w_{2w}$), il faut, en plus du rapport de transformation, tenir compte du facteur $\sqrt{3}$ dans le rapport des courants I_1 et I_2.

La puissance calculée des enroulements secondaires du transformateur en cas de leur couplage en zigzag est

$$S_2 = 6\frac{1}{\sqrt{3}}E_{2w}I_2 = 6\frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \frac{U_d}{1{,}17} \cdot \frac{I_d}{\sqrt{3}} = 1{,}71P_d. \qquad (7.68)$$

Cette croissance considérable du coefficient de majoration de la puissance calculée en cas de couplage des secondaires en zigzag s'explique par le fait que le poids du cuivre des deux enroulements secondaires par phase se trouve doublé (par rapport à un seul enroulement) tandis que la tension résultante du fait de la disposition des enroulements sur des noyaux différents et le déphasage des f.é.m. induites de 120 degrés électriques augmente seulement de $\sqrt{3} = 1{,}73$ fois (somme géométrique des tensions, fig. 7.56,*c*).

La valeur efficace du courant primaire dans le montage en zigzag est la même que dans le montage en étoile. La puissance calculée des enroulements primaires:

$$S_1 = 3U_1I_1 = 1{,}21P_d. \qquad (7.69)$$

La puissance calculée du transformateur:

$$S_{tr} = \frac{S_1 + S_2}{2} = \frac{1{,}71 + 1{,}21}{2}P_d = 1{,}49P_d. \qquad (7.70)$$

En comparant les formules (7.70) et (7.66) on voit que, sans tenir compte de l'accroissement du poids du circuit magnétique du transformateur dû à l'apparition du flux d'aimantation forcée,

le coefficient de majoration de la puissance calculée dans le montage en zigzag est $\frac{1,49}{1,34} = 1,11$ fois plus grand que le coefficient dans un montage à étoile.

Le poids du circuit magnétique du transformateur dans le montage à étoile augmente moins de 1,11 fois tant que le courant redressé ne dépasse pas la limite de 50 à 100 A. Avec des courants plus forts le poids du circuit magnétique dans le montage à étoile augmente plus de 1,11 fois en comparaison avec le poids du circuit magnétique d'un transformateur à secondaires en zigzag.

Pour de faibles puissances (ne dépassant pas 25 kW), il est donc plus avantageux d'employer le montage à secondaires en étoile et pour de fortes puissances, un montage à secondaires en zigzag.

L'influence exercée sur le régime de fonctionnement du redresseur par les inductances X_a dues aux flux de dispersion ainsi que les modifications apportées par l'introduction de l'angle de commande α sont examinées de façon généralisée pour des redresseurs à m phases dans les deux paragraphes suivants.

§ 7.8. Redresseur triphasé en pont

De la même façon que lors de l'analyse du régime de fonctionnement d'un redresseur monophasé examinons d'abord le régime de redressement du courant par des soupapes non commandées dans l'hypothèse que $X_a = 0$ et $X_d = \infty$ lorsque la commutation des courants est instantanée (régime idéalisé) et ensuite nous tiendrons compte des variations apportées dans le régime de commutation des courants par la valeur finie de X_a.

Le redressement par des soupapes commandées est analysé sous le repère b) du présent paragraphe.

a) Redresseur non commandé

Un montage triphasé en pont équipé de soupapes non commandées est indiqué sur la figure 7.58,*a*. Le régime de son fonctionnement pour $X_a = 0$ et $X_d = 0$ (charge purement ohmique) est illustré par les courbes de tensions et de courants de la figure 7.58,*b* à *d*.

Dans un tel montage les enroulements secondaires du transformateur, comme les enroulements primaires, sont couplés en étoile (fig. 7.58,*a*) ou en triangle. Les six soupapes de ce montage peuvent être divisées en deux groupes: 1) groupe impair (soupapes S_1, S_3 et S_5) dans lequel les cathodes sont électriquement liées entre elles et leur sortie commune joue le rôle de pôle positif pour le circuit extérieur; les anodes de ce groupe de soupapes sont reliées aux sorties des enroulements secondaires et 2) le groupe pair (soupapes S_2, S_4 et S_6) dans lequel ce sont les anodes qui sont couplées élec-

triquement entre elles. Le point de connexion forme le pôle négatif pour le circuit extérieur.

Dans le groupe impair (cathodique) de soupapes, pendant chaque tiers de période fonctionne la soupape à potentiel d'anode le plus élevé (fig. 7.58,*b*). Dans le groupe pair (anodique) de soupapes, dans la fraction donnée de période fonctionne la soupape dont la cathode est la plus négative.

Le déblocage d'une soupape appartenant au groupe cathodique a lieu à l'instant d'intersection des portions positives correspondan-

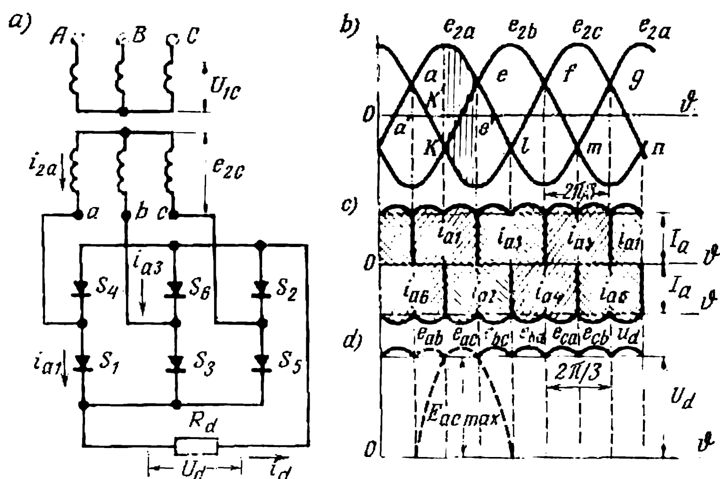


Fig. 7.58 Redresseur triphasé en pont équipé de soupapes non commandées et dont les inductances ne sont pas prises en considération:
a—schéma; *b*—diagramme de tensions alternatives; *c*—diagramme de courants anodiques; *d*—diagramme de tension redressée

tes des sinusoïdes; celui d'une soupape du groupe anodique a lieu à l'instant d'intersection des portions négatives des sinusoïdes.

A un instant quelconque, dans le montage triphasé en pont, en supposition d'une commutation instantanée, deux soupapes (une inférieure et une supérieure) laissent passer le courant (fonctionnent). L'alternance de fonctionnement de différentes soupapes durant une période de la tension alternative peut être suivie d'après les diagrammes de tensions de phase (fig. 7.58,*b*) et le diagramme de courants anodiques (fig. 7.58,*c*). Ainsi, par exemple, sur la portion limitée par les points *a'* et *k'* sur l'axe des abscisses (fig. 7.58,*b*) le courant passe par la soupape S_1 ayant le potentiel d'anode le plus élevé dans le groupe cathodique de soupapes et par la soupape S_6 ayant le potentiel de cathode le plus bas dans le groupe anodique de soupapes. A l'instant déterminé par le point *k'*, au lieu de la

soupape S_6 c'est la soupape S_2 qui entre en jeu tandis que la soupape S_1 continue à fonctionner encore pendant une sixième partie de la période jusqu'à l'instant déterminé par le point e'. Ensuite la soupape S_1 est remplacée par la soupape S_3. De cette façon, chaque soupape laisse passer le courant pendant un tiers de période (la commutation supposée toujours instantanée).

La tension redressée (fig. 7.58,*d*) est déterminée dans le montage considéré par la différence des tensions de phase des enroulements fonctionnant pendant la partie donnée de la période. La courbe de la tension redressée est caractérisée par une fréquence sextuple de répétition des ondulations (par rapport à la fréquence de la tension alimentant le redresseur). C'est la caractéristique du régime hexaphasé équivalent de redressement du courant ($m = 6$).

La valeur moyenne de la tension redressée en marche à vide et sans tenir compte de l'influence des étapes de commutation du courant dans un redresseur à m phases peut être trouvée d'après la valeur moyenne de l'intégrale pour une période de répétition $\frac{2\pi}{m}$:

$$E_{d0} = \frac{1}{\frac{2\pi}{m}} \int_{-\frac{\pi}{m}}^{+\frac{\pi}{m}} \sqrt{2}\, E_{21} \cos\vartheta \, d\vartheta = \frac{\sqrt{2}\, E_{21} \sin\frac{\pi}{m}}{\frac{\pi}{m}} =$$

$$= \frac{\sqrt{6}\, E_2 \sin\frac{\pi}{m}}{\frac{\pi}{m}} \tag{7.71}$$

Dans le montage considéré, où $m = 6$, on a :

$$E_{d0} = \frac{\sqrt{2}\, E_{21} \sin\frac{\pi}{6}}{\frac{\pi}{6}} = 1{,}35 E_{21} = 2{,}34 E_2. \tag{7.71a}$$

Un rapport suffisamment grand (2.34) entre la tension de phase E_2 et la tension redressée E_{d0} est le sérieux avantage que le montage triphasé en pont présente sur d'autres montages de redressement triphasés et hexaphasés. Pour une valeur donnée de E_{d0}, les valeurs plus faibles de E_2 rendent moins sévères les exigences concernant l'isolement des enroulements du transformateur.

La valeur moyenne du courant anodique dans la soupape (pour sa durée égale à $\frac{2\pi}{3}$) est

$$I_a = \frac{I_d}{3}. \tag{7.72}$$

Ce courant traverse deux soupapes l'une après l'autre.

Le régime de fonctionnement de ce montage pour des valeurs finies de X_a et pour $X_d = \infty$ (fig. 7.59,*a*) est illustré par les courbes de tensions et de courants de la figure 7.59,*b* à *e*. Les inductances X_a sont introduites dans les circuits des enroulements secondaires du transformateur.

La présence de X_a fait que la commutation ne peut plus être considérée instantanée mais prend un temps déterminé par l'angle γ (fig. 7.59,*c*).

Dans le montage examiné, la commutation du courant a lieu entre les soupapes appartenant au même groupe. Ainsi, par exemple,

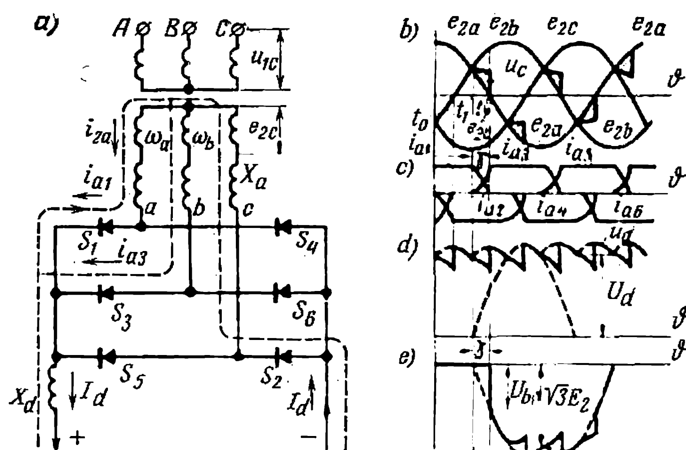


Fig. 7.59. Redresseur triphasé en pont équipé de soupapes non commandées dont les inductances sont prises en considération:

a—schéma; *b*—courbes de tensions de phase; *c*—courbe de courant anodique; *d*—courbe de tension redressée; *e*—courbe de tension aux bornes de la soupape

durant l'intervalle de temps limité par les instants t_1 et t_2 le courant passe de la soupape S_1 à la soupape S_3 appartenant toutes les deux au groupe cathodique. Durant l'étape suivante de la commutation, qui a lieu au bout de 60 degrés électriques, le courant passe de la soupape S_2 à la soupape S_4 et ainsi de suite.

On peut trouver la durée γ de l'étape de commutation en généralisant la formule (7.33) par l'introduction dans son dénominateur du coefficient $\sin\frac{\pi}{m}$ (pour $m = 2$, ce coefficient est égal à l'unité). Lorsque le nombre de phases $m > 2$, la formule qui lie l'angle γ aux paramètres électriques du système prend la forme de l'égalité:

$$1 - \cos\gamma = \frac{I_d X_a}{\sqrt{2}\, E_{21} \sin\frac{\pi}{m}}. \qquad (7.73)$$

Pour $m=6$ et une tension composée (de la ligne) $E_{2l}=\sqrt{3}\,E_2$, on a:

$$1-\cos\gamma=\frac{2I_dX_a}{\sqrt{6}\,E_2}. \qquad (7.73a)$$

Durant les périodes entre commutations, les courants dans les soupapes gardent leur valeur constante vu que X_d est égale à l'infini, comme nous l'avons adopté précédemment.

Les tensions alternatives dans les enroulements secondaires (en tenant compte des f.é.m. induites par les flux de dispersion) sont déterminées durant l'étape de commutation par la moyenne arithmétique des tensions de phase comme dans un montage monophasé (7.31).

Les valeurs instantanées de la tension redressée sont représentées par la courbe de la figure 7.59,*d*.

La valeur moyenne de la chute de tension provoquée par les réactances de dispersion durant les étapes de commutation du courant peut être trouvée aussi d'après la formule (7.34), en tenant compte du fait que dans le montage considéré ont lieu six actes de commutation du courant durant une période de tension alternative et non pas deux.

Pour cette raison,

$$\Delta U_X=\frac{I_aX_a}{\frac{2\pi}{m}}=\frac{I_dX_a}{3\pi}. \qquad (7.74)$$

En retranchant la chute de tension ΔU_X de la tension à vide E_{d0}, on obtient une expression analytique de la caractéristique externe du redresseur:

$$U_d=2{,}34E_2-\frac{I_dX_a}{3}. \qquad (7.75)$$

Dans le montage considéré, les soupapes laissent passer un courant moyen déterminé par la formule (7.72) et un courant maximal qui est trois fois supérieur au courant moyen.

La valeur maximale de la tension inverse est donnée par la courbe construite sur la figure 7.59,*e* d'après la différence des tensions secondaires résultantes. Le maximum de cette courbe est égal à l'amplitude de la tension composée:

$$U_{b\,\max}=\sqrt{2}\,E_l=\sqrt{6}\,E_2=1{,}045E_{d0}. \qquad (7.76)$$

Le saut initial de la tension inverse qui apparaît à la fin de l'étape de commutation (angle γ) est

$$U_{b0}=\sqrt{6}\,E_2\sin\gamma. \qquad (7.77)$$

Le saut initial de la tension (lorsque le courant inverse est maximal) et la valeur maximale de la tension inverse doivent être supportés par la soupape sans claquage.

b) *Redresseur commandé*

La figure 7.60,*a* montre le schéma d'un redresseur triphasé équipé de soupapes commandées. Les diagrammes de la figure 7.60,*b* à *e* illustrent les particularités de son fonctionnement.

On y trouve un fait nouveau : la valeur finie de l'angle de commande α. La valeur de cet angle est comptée depuis l'instant de la

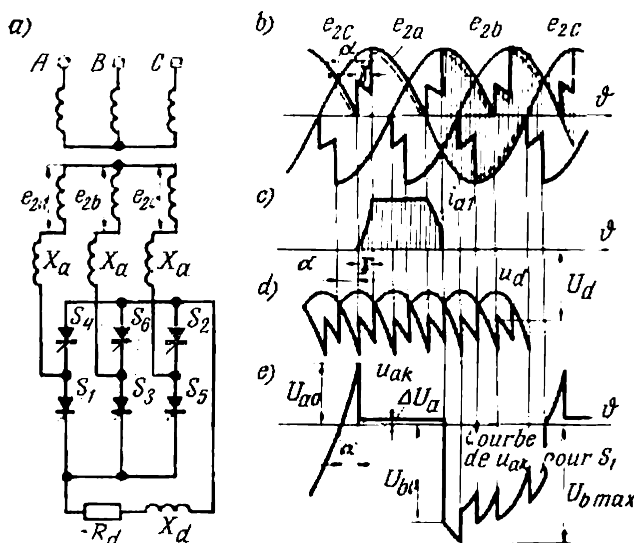


Fig. 7.60. Redresseur triphasé en pont équipé de soupapes commandées dont les inductances sont prises en considération :

a—schéma ; *b*—courbes de tensions simples ; *c*—courbe de courant anodique ; *d*—courbe de tension redressée ; *e*—courbe de tension aux bornes de la soupape

mise en jeu d'une soupape quelconque dans un redresseur non commandé (voir fig. 7.58,*b*). A cet instant correspondent les points d'intersection des portions positives et négatives des sinusoïdes des tensions secondaires alimentant les groupes cathodique et anodique de soupapes.

Pour une grande inductance cathodique (et d'autant plus pour $X_d = \infty$), la durée du courant anodique reste égale à $\frac{2\pi}{m} + \gamma$, ce qui assure la continuité de la courbe du courant redressé.

Durant la période entre commutations, le courant de soupape reste invariable pour $X_d = \infty$. Durant la première étape de commutation, le courant dans la soupape varie suivant la formule (7.45) avec une correction pour le nombre de phases m introduite par le terme $\sin\frac{\pi}{m}$ dans le numérateur de la fraction:

$$i_{a1} = \frac{\sqrt{2}\,E_2 \sin\frac{\pi}{m}}{X_a}\,[\cos\alpha - \cos\vartheta]. \quad (7.78)$$

A la fin de la première étape de commutation lorsque $\vartheta = \alpha + \gamma$, la valeur instantanée du courant de soupape atteint la valeur I_d. On obtient donc de la formule (7.78) :

$$I_d = \frac{\sqrt{2}\,E_2 \sin\frac{\pi}{m}}{X_a}\,[\cos\alpha - \cos(\alpha+\gamma)]. \quad (7.79)$$

La tension secondaire résultante sur la portion de commutation des courants est déterminée, comme dans un redresseur non commandé, par la moyenne arithmétique des valeurs instantanées des tensions de phase. Jusqu'à l'instant de déblocage de la soupape suivante (injection du courant de commande dans cette dernière), le courant anodique continue à passer par la soupape précédente et l'enroulement secondaire du transformateur qui l'alimente.

D'après les portions de tensions secondaires totales, en tenant compte des f.é.m. introduites par les flux de dispersion (fig. 7.60,*b*), on a construit sur la figure 7.60,*d* une courbe de tension redressée et sur la figure 7.60,*e* une courbe de tension entre l'anode et la cathode d'une soupape.

Pour des angles $\alpha > 90°$, avant l'application du courant de commande, la soupape doit supporter sans déblocage prématuré la valeur maximale de la tension directe et après son blocage la valeur maximale de la tension inverse $U_{b\,\max} = \sqrt{6}E_2$ ainsi que le saut initial de tension inverse:

$$U_{b0} = \sqrt{6}\,E_2 \sin(\alpha+\gamma). \quad (7.80)$$

En intégrant les valeurs instantanées de la tension redressée entre les limites d'une étape de répétition $\frac{2\pi}{m}$ et en rapportant cette intégrale à la durée de cette étape, on trouve la valeur moyenne de la tension redressée en marche à vide:

$$E_{d\alpha 0} = \frac{1}{\frac{2\pi}{m}} \int_{-\frac{\pi}{m}+\alpha}^{\frac{\pi}{m}+\alpha} \sqrt{2}\,E_{21} \cos\vartheta\, d\vartheta = \sqrt{2}\,E_{21}\frac{m}{\pi}\sin\frac{\pi}{m}\cos\alpha =$$

$$= 0{,}955\sqrt{2}\,E_{21}\cos\alpha. \quad (7.81)$$

Cette expression n'est valable que pour la gamme d'angles de commande α pour lesquels la courbe du courant redressé reste ininterrompue.

Sur la figure 7.61,*a* on a tracé en traits continus, en utilisant la formule (7.81), la courbe de la valeur moyenne de la tension en marche à vide $E_{d\alpha 0}$ d'un redresseur commandé (rapportée à la tension en marche à vide E_{d0} d'un redresseur non commandé) en fonction de l'angle de commande α. Cette courbe est appelée *caractéristique de réglage, ou de commande, du redresseur.*

Pour $X_d = \infty$, la caractéristique de réglage est une cosinusoïde, quel que soit le nombre de phases secondaires. Pour des valeurs

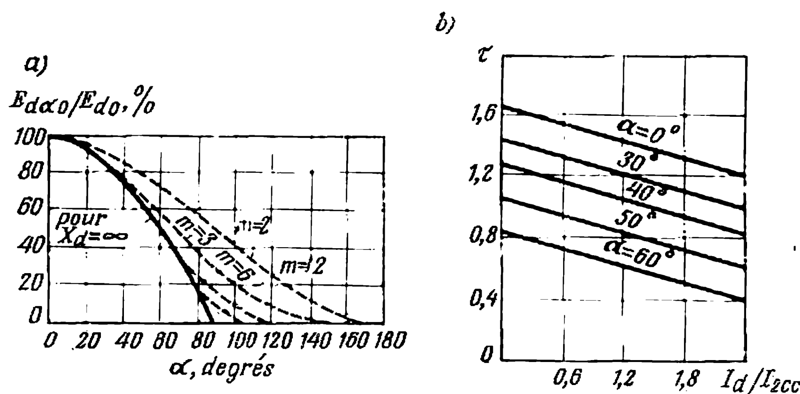


Fig. 7.61. Caractéristiques de réglage (*a*) et caractéristiques externes (*b*) d'un redresseur commandé

finies de X_d, les caractéristiques de réglage s'écartent d'une cosinusoïde. L'écart dû à la discontinuité du courant se manifeste pour des angles de commande α d'autant plus petits que le nombre de phases secondaires m est plus petit et l'inductance X_d est plus faible. Les courbes en pointillé de la figure 7.61,*a* se rapportent au cas $X_d = 0$.

La valeur moyenne de la chute de tension durant les étapes de commutation dans un redresseur commandé à m phases peut être trouvée de l'égalité

$$\Delta U_X = \frac{m}{2\pi} \int_{\alpha}^{\alpha+\gamma} \sqrt{2} E_2 \sin\frac{\pi}{m} \sin\vartheta \, d\vartheta =$$

$$= \frac{\sqrt{2} E_2}{\frac{2\pi}{m}} \sin\frac{\pi}{m} [\cos\alpha - \cos(\alpha+\gamma)]. \qquad (7.82)$$

En introduisant dans (7.82) la valeur de $[(\cos\alpha - \cos(\alpha+\gamma)]$ tirée de (7.79), on obtient :

$$\Delta U_X = \frac{I_d X_a}{\frac{2\pi}{m}} = \frac{6}{2\pi} I_d X_a. \qquad (7.83)$$

En comparant les formules (7.83) et (7.74) on voit qu'en exprimant ΔU_X par le courant redressé I_d, la chute inductive de tension dans le redresseur commandé reste la même que dans un redresseur non commandé.

En retranchant de la tension en marche à vide la chute inductive de tension on obtient, en partant de (7.81) et (7.83) :

$$U_{d\alpha} = E_{d0} - \frac{6}{2\pi} I_d X_a = 0{,}955\sqrt{2}\,E_{21}\cos\alpha - \frac{6}{2\pi} I_d X_a. \qquad (7.84)$$

D'après cette équation on a construit sur la figure 7.61,*b*, en unités relatives, une famille de caractéristiques externes pour différentes valeurs de l'angle de commande α.

Les valeurs relatives de la tension, désignées par τ et portées en ordonnées, sont exprimées par l'amplitude de la tension de phase $\sqrt{2}E_2$. On a pour le premier terme :

$$\tau_1 = \frac{E_{d\alpha 0}}{\sqrt{2}\,E_2} = 0{,}955\sqrt{3}\cos\alpha. \qquad (7.85)$$

Les valeurs relatives des courants $\frac{I_d}{I_{2cc}}$ portées en abscisses sont exprimées par l'amplitude du courant résultant de court-circuit I_{2cc} dans un enroulement secondaire :

$$I_{2cc} = \frac{\sqrt{2}\,E_2}{X_a}. \qquad (7.86)$$

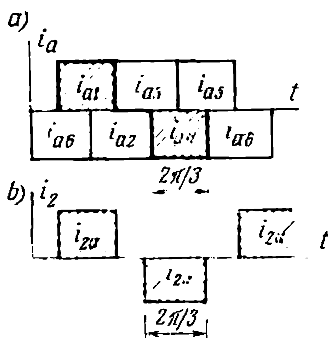


Fig. 7.62. Diagrammes des courants secondaire et de soupape (*a*) et du courant primaire (*b*)

En introduisant dans la formule (7.84) les valeurs de τ_1 et de $\frac{I_d}{I_{2cc}}$, on obtient :

$$\tau = 0{,}955\sqrt{3}\cos\alpha - 0{,}954\frac{I_d}{I_{2cc}}. \qquad (7.87)$$

Pour déterminer la puissance théorique du transformateur, trouvons d'abord les valeurs efficaces des courants secondaire et primaire dans les enroulements du transformateur. Le courant dans l'enroulement secondaire est purement alternatif (fig. 7.62,*a*). Durant la partie positive de la période, l'enroulement est parcouru par le courant de la soupape faisant partie du groupe cathodique

de soupapes et durant la partie négative par le courant de la soupape appartenant au groupe anodique.

La valeur efficace du courant secondaire pour la forme rectangulaire de la courbe, ce qui est le cas de la commutation instantanée du courant, a pour expression :

$$I_2 = \sqrt{\frac{1}{2\pi} I_d^2 \frac{4\pi}{3}} = \sqrt{\frac{2}{3}} I_d. \qquad (7.88)$$

Comme les courants secondaires passent simultanément par les enroulements placés sur deux noyaux différents (voir fig. 7.54,*a*), les courants primaires (fig. 7.62,*b*) diffèrent des courants secondaires seulement par le rapport de transformation K_{tr}. Pour cette raison :

$$I_1 = \frac{1}{K_{\text{tr}}} I_2 = \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{1}{K_{\text{tr}}} I_d. \qquad (7.89)$$

Les puissances théoriques des enroulements et la puissance théorique du transformateur qui leur est égale sont données par :

$$S_2 = S_1 = S_{\text{tr}} = 3\sqrt{\frac{2}{3}} I_d \frac{U_d}{2,34} = 1,045 P_d. \qquad (7.90)$$

La faible valeur du coefficient de majoration de la puissance théorique du transformateur (1,045) et le fonctionnement du redresseur en régime équivalent au régime hexaphasé (ce qui assure de faibles ondulations du courant redressé et limite le spectre d'harmoniques supérieurs dans la courbe du courant primaire) ainsi que des exigences moins sévères en ce qui concerne la qualité de l'isolation des enroulements du transformateur sont des avantages qui expliquent le large emploi de ce montage dans les puissants redresseurs de courant triphasé et surtout dans les redresseurs à haute tension.

§ 7.9. Redresseur triphasé à inductance d'équilibre

a) Redresseur non commandé

Le schéma d'un redresseur à soupapes non commandées est indiqué sur la figure 7.63,*a*. Six enroulements secondaires sont divisés en deux groupes triphasés dont chacun est couplé en étoile.

Les points neutres O_1 et O_2 des étoiles sont liés entre eux par une inductance monophasée à point milieu O qui forme le pôle négatif du circuit d'utilisation. Les extrémités libres des enroulements secondaires d'une étoile sont reliées au groupe impair de soupapes et celles de l'autre étoile sont reliées au groupe pair.

L'action de l'inductance qui joue le rôle d'égalisateur de tensions est expliquée par le diagramme de la figure 7.63,*b*. Les tensions

de phase (simples) de l'une des étoiles sont portées en traits continus et les tensions de phase de l'autre sont portées en pointillé. La différence entre les valeurs instantanées des tensions de phase au cours de leur alternance est caractérisée par les ordonnées des aires hachurées. C'est cette différence de tension qui est induite dans les enroulements de l'inductance d'équilibre quand l'un des enroulements au moins est parcouru par le courant magnétisant requis à cette fin. La valeur de ce courant est très petite grâce au fait que

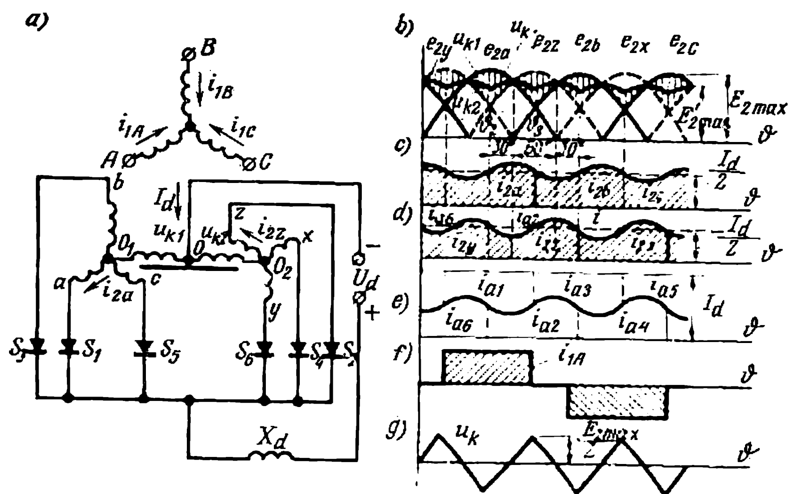


Fig. 7.63. Redresseur non commandé monté en double système triphasé avec inductance d'équilibre :

a—schéma ; *b*—courbes de tensions simples et de tension redressée ; *c* et *d*—courbes de courants anodiques dans les deux enroulements triphasés ; *e*—courbe de courant redressé ; *f*—courbe du courant dans l'enroulement primaire et *g*—courbe de la tension aux bornes de l'inductance d'équilibre

l'inductance comporte un noyau de fer fermé. Dans le circuit du courant redressé, au courant magnétisant correspond le courant $I_{d\ \mathrm{cr}}$ dont la valeur est comprise entre 0,5 % et 1 % de la valeur nominale $I_{d\ \mathrm{nom}}$. Il suffit que le courant redressé augmente jusqu'à $I_{d\ \mathrm{cr}}$ pour que l'inductance fournisse des tensions u_{k1} et u_{k2} égales aux ordonnées des aires hachurées. Dans chaque moitié de l'enroulement de l'inductance sont alors induites des tensions de valeur égale mais de signes opposés (par rapport à la sortie milieu). Il en résulte que les tensions anodiques d'une étoile diminuent de u_{k1} et dans l'autre elles augmentent de u_{k2}. Ainsi s'opère l'égalisation des tensions dans les phases contiguës et devient possible un fonctionnement en parallèle des soupapes (des anodes) liées à ces phases. Alors à tout instant deux enroulements secondaires de différentes étoiles sont parcourus à la fois par des courants (fig. 7.63,*c* et *d*).

De cette façon le système hexaphasé se transforme en un système triphasé double. L'alternance des courants anodiques dans les étoiles a lieu tous les tiers de période lorsque la tension dans la phase suivante devient supérieure à celle de la phase précédente.

La courbe de tension redressée se compose des portions situées au milieu entre les courbes de tensions secondaires simples qui participent au passage simultané du courant. La fréquence d'ondulations de la tension redressée est sextuple.

La durée des courants anodiques (sans tenir compte des portions de commutation) est égale à $2\pi/3$ et leur amplitude (sans tenir compte de la faible composante alternative du courant qui magnétise l'inductance d'équilibre) est égale à $\frac{I_d}{2}$. Une durée élevée et une plus faible valeur de l'amplitude du courant anodique sont des facteurs favorables permettant d'accroître considérablement la capacité de charge des soupapes et des enroulements du transformateur. Cela explique le fait que le montage à inductance d'équilibre est largement utilisé dans les redresseurs prévus pour de fortes intensités de courant.

Comme on le voit d'après les diagrammes de la figure 7.63,*b*, le changement de sens d'aimantation de l'inductance a lieu à chaque sixième partie de période de la tension alternative et, pour cette raison, le flux dans le noyau de l'inductance varie à une fréquence triple.

Les composantes alternatives des courants anodiques ne figurent pas dans la courbe de courant redressé (fig. 7.63,*e*), leurs phases dans les courants anodiques étant opposées.

La courbe de courant primaire pour la phase A a été construite d'après les courants secondaires i_{2a} et i_{2x} passant par les enroulements $O_1 - a$ et $O_2 - x$ situés sur le même noyau du transformateur que l'enroulement primaire (fig. 7.63,*f*).

D'après les aires hachurées de la figure 7.63,*b* est construite la courbe u_k qui caractérise la variation de la tension aux bornes de l'inductance d'équilibre (fig. 7.63,*g*). Sa valeur maximale est égale à la moitié de l'amplitude de la tension secondaire simple (fig. 7.63,*b*) et sa fréquence est la fréquence triple de la tension du réseau d'alimentation.

La tension redressée, lorsque le courant magnétisant de l'inductance d'équilibre a déjà atteint la valeur minimale requise et le montage se comporte comme une double étoile triphasée, peut être trouvée de la formule (7.71) si l'on pose $m = 3$ et l'on remplace E_{21} par E_2:

$$E_{d0} = \frac{\sqrt{2}\,E_2 \sin\frac{\pi}{m}}{\frac{\pi}{m}} = \frac{\sqrt{2}\,E_2 \frac{\sqrt{3}}{2}}{\frac{\pi}{3}} = 1{,}17E_2. \qquad (7.91)$$

La chute inductive de tension qui apparaît lors des étapes de commutation du courant est déterminée par le courant $I_d/2$, le courant total étant réparti entre deux étoiles connectées en parallèle :

$$\Delta U_X = \frac{I_d}{2} \cdot \frac{X_a}{\frac{2\pi}{3}} = \frac{3I_d X_a}{4\pi}. \tag{7.92}$$

La caractéristique externe d'un redresseur non commandé travaillant comme une double étoile est déterminée par l'égalité :

$$U_d = E_{d0} - \Delta U_X = 1{,}17 E_2 - \frac{3I_d X_a}{4\pi}. \tag{7.93}$$

D'après cette égalité est construite la caractéristique externe du redresseur en unités relatives (fig. 7.64). En ordonnées sont portées les valeurs de la tension rapportées à E_{d0} et en abscisses, celles du courant rapportées au courant nominal $I_{d\ nom}$. Elle embrasse une gamme comprise entre la valeur minimale du courant $I_{d\ min} = I_{d\ cr}$ pour lequel le montage se comporte comme une double étoile triphasée et le courant total $I_d = I_{d\ nom}$.

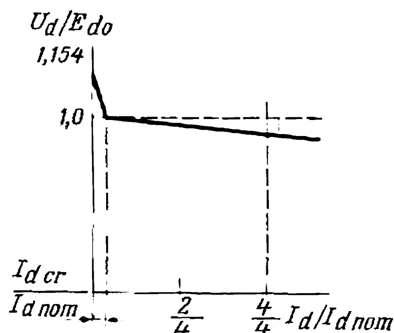


Fig. 7.64. Caractéristique externe d'un redresseur à inductance d'équilibre

Lorsque le courant I_d devient inférieur à la valeur minimale, le montage commence à fonctionner comme une étoile hexaphasée avec apparition d'un courant alternatif d'aimantation forcée qui provoque une grande chute inductive de tension lorsque le courant de charge s'accroît. Quand la charge du redresseur tombe à zéro, cette chute inductive de tension diminue rapidement ce qui fait que la tension redressée augmente brusquement et sur la caractéristique externe apparaît une pointe de tension de 15,4 % (fig. 7.64).

b) *Redresseur commandé*

La figure 7.65,*a* représente le schéma d'un redresseur à inductance d'équilibre avec une f.é.m. opposée dans le circuit d'utilisation, pour $X_d = \infty$. Le régime de son fonctionnement est illustré par les diagrammes de la figure 7.65,*b* à *g*. Ces diagrammes se rapportent à un courant de charge I_d dépassant le courant critique $I_{d\ cr}$ quand l'inductance d'équilibre entre entièrement en jeu en égali-

sant les tensions des deux systèmes triphasés. Cela permet de considérer le régime hexaphasé comme la superposition de deux régimes triphasés avec un déphasage de 60°. Les diagrammes *b* et *c*, fig. 7.65, présentent la variation du courant et de la tension dans un système triphasé lié au groupe impair de soupapes (S_1, S_3 et S_5) et les diagrammes *d* et *e* montrent la variation de la tension et du courant dans l'autre système triphasé lié au groupe pair de soupapes (S_2, S_4

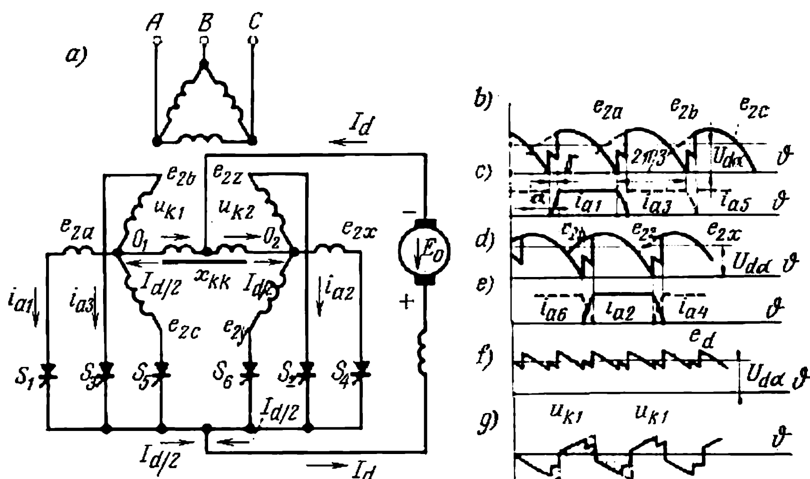


Fig. 7.65. Redresseur équipé de soupapes commandées et comportant une inductance d'équilibre :

a—schéma ; *b* et *c*—courbes de tensions simples et de courants anodiques d'une étoile ; *d* et *e*—courbes de tensions simples et de courants anodiques de l'autre étoile ; *f*—diagramme de tension redressée ; *g*—diagramme de la tension aux bornes de l'inductance d'équilibre

et S_6). Les courants anodiques (lorsqu'on néglige le courant magnétisant l'inductance d'équilibre) gardent leur valeur invariable durant la période entre commutations de fonctionnement de la soupape (si $X_d = \infty$) et varient suivant une cosinusoïde durant la période de commutation du courant conformément à (7.78). La valeur de l'angle de commutation γ qui dépend de l'angle de commande α est déterminée d'après la formule (7.79) lorsqu'on pose $m = 3$ et on substitue au courant I_d le courant $\frac{I_d}{2}$ vu que chacun des systèmes triphasés est parcouru par la moitié du courant redressé :

$$\cos\alpha - \cos(\alpha + \gamma) = \frac{\frac{I_d}{2} X_a}{\sqrt{2}\, E_2 \sin\frac{\pi}{3}} = \frac{I_d X_a}{\sqrt{6}\, E_2}. \qquad (7.94)$$

On compte généralement l'angle α depuis l'instant de déblocage naturel de la soupape dans un système triphasé. La durée

totale du courant anodique:

$$\lambda = \frac{2\pi}{3} + \gamma. \tag{7.95}$$

La valeur moyenne de la tension redressée en marche à vide au cas où le régime triphasé double serait conservé jusqu'à la marche à vide (tension à vide conventionnelle) est donnée par la formule (7.81) lorsqu'on pose $m = 3$ et on place E_2 au lieu de E_{21}:

$$E_{d\alpha 0} = \sqrt{2}\, E_2 \frac{3}{\pi} \sin \frac{\pi}{3} \cos \alpha = 1{,}17 E_2 \cos \alpha. \tag{7.96}$$

La tension en marche à vide réelle est plus grande que $E_{d\alpha 0}$ car pour des courants I_d inférieurs au courant critique le fonctionnement du montage est celui d'une étoile hexaphasée.

La tension en charge diminue par rapport à la tension à vide d'une valeur égale à la chute inductive de tension ΔU_X.

A partir des courbes de tension, relatives aux systèmes triphasés (fig. 7.65,*b* et *d*), on construit une courbe commune (fig. 7.65,*f*) de la tension redressée en régime de réglage. Les ondulations de cette courbe ont également une périodicité sextuple. La valeur moyenne de la tension redressée reste la même que dans chacun des systèmes triphasés, vu que ces derniers sont quasi parallèles.

A la caractéristique externe du redresseur correspond l'égalité:

$$U_{d0} = E_{d\alpha 0} - \frac{I_d}{2} \cdot \frac{X_d}{2\pi/3} = 1{,}17 E_2 \cos \alpha - \frac{3}{4\pi} I_d X_d. \tag{7.97}$$

L'inductance d'équilibre reçoit la différence entre les valeurs instantanées des tensions des systèmes triphasés (fig. 7.65,*g*) comme dans un redresseur non commandé. En régime de réglage, la différence des tensions croît.

Pour calculer la puissance du transformateur, trouvons les valeurs efficaces du courant dans les enroulements secondaire et primaire du transformateur pour $\alpha = 0$, lorsque la puissance rendue est maximale. En négligeant la faible influence des portions de commutation sur les valeurs efficaces de ces courants, nous admettons que les courants varient suivant des courbes rectangulaires.

La diminution du courant anodique de moitié en comparaison de I_d et l'accroissement de sa durée jusqu'à $2\pi/3$ (sans tenir compte des portions de commutation) donnent:

$$I_2 = \frac{I_d}{2\sqrt{3}}. \tag{7.98}$$

En double régime triphasé les deux systèmes triphasés fonctionnent en quelque sorte en parallèle. Pour cette raison, en partant de (7.96) avec $\alpha = 0$, on peut écrire:

$$E_2 = \frac{U_{d0}}{1{,}17}, \tag{7.99}$$

où U_{d0} est la tension qui correspond au courant critique de charge en double régime triphasé.

Etant donné que le courant critique $I_{d\ cr}$ est très faible, on peut considérer U_{d0} comme tension redressée à vide (conventionnelle) en double régime triphasé.

La puissance théorique des enroulements secondaires du transformateur :

$$S_2 = 6E_2I_2 = 6\frac{U_{d0}}{1{,}17}\cdot\frac{I_d}{2\sqrt{3}} = 1{,}48P_d. \qquad (7.100)$$

La valeur efficace du courant primaire, dont la courbe est construite comme la différence des courants secondaires parcourant les enroulements disposés sur le même noyau du transformateur que l'enroulement primaire, est

$$I_1 = \frac{1}{K_{\text{tr}}}\sqrt{\frac{1}{2\pi}\left(\frac{I_d}{2}\right)^2\frac{4\pi}{3}} = \frac{1}{K_{\text{tr}}}\cdot\frac{I_d}{6}. \qquad (7.101)$$

La puissance des enroulements primaires a pour expression :

$$S_1 = m_1I_1U_1 = 3\frac{1}{K_{\text{tr}}}\cdot\frac{I_d}{\sqrt{6}}K_{\text{tr}}\frac{U_{d0}}{1{,}17} = 1{,}045P_d. \qquad (7.102)$$

La puissance type du transformateur est

$$S_{\text{tr}} = \frac{S_1+S_2}{2} = \frac{1{,}045+1{,}48}{2}P_d = 1{,}26P_d. \qquad (7.103)$$

En plus du transformateur, le montage comprend une inductance d'équilibre. Sa puissance type (calculée comme celle d'un transformateur équivalent) en l'absence de réglage ($\alpha = 0$) est donnée par $P_{\text{k}0} = 0{,}071P_d$.

La puissance totale du transformateur S_{tr} et de l'inductance d'équilibre $P_{\text{k}0}$ (en l'absence de réglage) est

$$S_{\text{tr}} + P_{\text{k}0} = (1{,}26 + 0{,}07)\,P_d = 1{,}33P_d. \qquad (7.104)$$

En cas de réglage, la puissance $P_{\text{k}\alpha}$ de l'inductance d'équilibre augmente avec l'angle α par rapport à $P_{\text{k}0}$ conformément à la courbe de la figure 7.66.

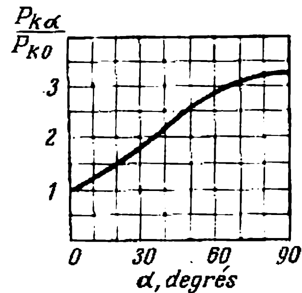


Fig. 7.66. Courbe de variation de la tension aux bornes de l'inductance d'équilibre en fonction de l'angle de commande α

Le large emploi du système hexaphasé à inductance d'équilibre dans les redresseurs de basse et de moyenne tension s'explique par une capacité de charge plus élevée des soupapes (la valeur maximale des courants anodiques y est deux fois plus petite que dans un système sans induc-

tance d'équilibre) et par la valeur relativement faible du coefficient de majoration de la puissance du transformateur sur la puissance utile P_d.

§ 7.10. Composantes harmoniques des courbes de tension redressée et de courant primaire

On peut considérer la composante alternative de la courbe de tension redressée comme la somme d'une série d'harmoniques. Les fréquences du spectre dans une telle série sont déterminées par l'égalité :

$$f_n = kmf, \tag{7.105}$$

où f est la fréquence de la tension du réseau d'alimentation ;

m le nombre de phases secondaires égal à la fréquence d'ondulation dans le circuit de la tension redressée ;

k un coefficient qui détermine le rapport du rang de l'harmonique considéré au nombre de phases m.

Les harmoniques à coefficient $k = 1$ sont représentés avec les courbes de tension redressée sur la figure 7.67,*a* pour des redresseurs

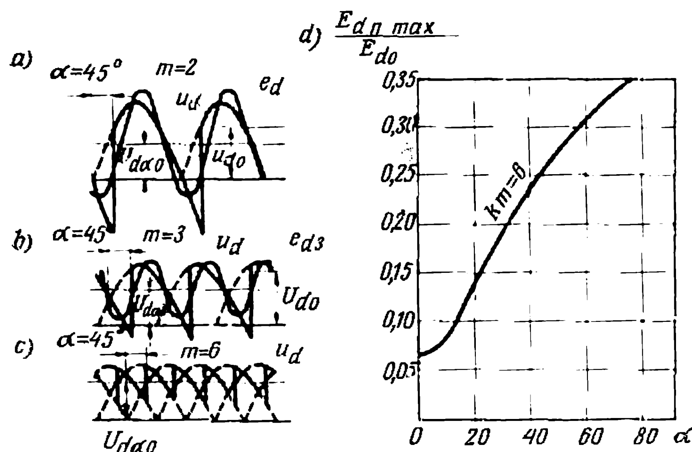


Fig. 7.67. Courbes de tension redressée et harmoniques inférieurs pour un angle $\alpha = 45°$: pour un redresseur monophasé à deux alternances (*a*), pour un redresseur triphasé (par rapport au nombre de phases secondaires) (*b*), pour un redresseur hexaphasé (*c*) et variation des valeurs relatives des amplitudes des harmoniques de rang $km = 6$ avec l'accroissement de l'angle de commande α (*d*)

à nombre de phases $m = 2$, $m = 3$, et $m = 6$ et un angle de commande $\alpha = 45°$. Les harmoniques dont le coefficient k est égal à l'unité ont les amplitudes maximales.

Les valeurs numériques des amplitudes peuvent être trouvées d'après les coefficients des séries de sinus et de cosinus correspondant aux courbes de tension redressée. L'expression générale pour l'amplitude de l'harmonique de rang n de la série de sinus est donnée par l'égalité:

$$E'_{dn\,\max}=\sqrt{2}\,E_2\frac{m}{\pi}\int\limits_0^{2\pi/m}\cos\left(\vartheta-\frac{\pi}{m}+\alpha\right)\sin km\vartheta\,d\vartheta=$$

$$=\frac{\sqrt{2}\,E_2m}{\pi}\cdot\frac{2km}{k^2m^2-1}\sin\frac{\pi}{m}\sin\alpha. \qquad (7.106)$$

Les limites d'intégration sont déterminées par la période de répétition des ondulations $2\pi/m$ de la courbe de tension redressée.

L'amplitude de l'harmonique de rang n de la série de cosinus est donnée par l'égalité:

$$E''_{dn\,\max}=\sqrt{2}\,E_2\frac{m}{\pi}\int\limits_0^{2\pi/m}\cos\left(\vartheta-\frac{\pi}{m}+\alpha\right)\cos km\vartheta\,d\vartheta=$$

$$=-\sqrt{2}\,E_2\frac{m}{\pi}\cdot\frac{2}{k^2m^2-1}\sin\frac{\pi}{m}\cos\alpha. \qquad (7.107)$$

L'amplitude totale de l'harmonique de rang n:

$$E_{dn\,\max}=\sqrt{(E'_{dn\,\max})^2+(E''_{dn\,\max})^2}=$$

$$=\frac{2}{k^2m^2-1}\sqrt{1+k^2m^2\operatorname{tg}^2\alpha}E_{d0}. \qquad (7.108)$$

En rapportant les valeurs maximales des harmoniques à la valeur moyenne de la tension redressée E_{d0} d'un redresseur non commandé on a:

$$\frac{E_{dn\,\max}}{E_{d0}}=\frac{2}{k^2m^2-1}\sqrt{1+k^2m^2\operatorname{tg}^2\alpha}\frac{E_{d0\alpha}}{E_{d0}}. \qquad (7.109)$$

On obtient les valeurs relatives des amplitudes des harmoniques d'un redresseur non commandé à partir de la formule (7.109) en introduisant $\alpha=0$ et $E_{d0_\alpha}=E_{d0}$:

$$\frac{E_{dn\,\max}}{E_{d0}}=\frac{2}{k^2m^2-1}. \qquad (7.109a)$$

D'après la formule (7.109a) on a tracé (fig. 7.67,*d*) la courbe de valeurs relatives des amplitudes des harmoniques pour $km=6$ en fonction de l'angle de commande α. D'après cette courbe on peut déterminer les amplitudes de l'harmonique dont $k=1$ dans un redresseur hexaphasé ($m=6$) et de l'harmonique dont $k=2$ dans un redresseur triphasé ($m=3$).

Avec l'accroissement de l'angle de commande α, les amplitudes des harmoniques augmentent rapidement, comme on le voit d'après la courbe de la figure 7.67,*d*. Les amplitudes pour $\alpha = 0$ (redresseur non commandé) sont déterminées d'après le point d'intersection des courbes avec l'axe des ordonnées.

Les valeurs relatives des amplitudes des harmoniques pour $k = 1$, 2 ou 3 et pour $m = 2$, 3 ou 6 avec $\alpha = 0$ sont indiquées dans le tableau 7.3.

Tableau 7.3

Valeurs relatives des amplitudes des harmoniques à $k = 1$, 2 ou 3 de la courbe de tension redressée pour $\alpha = 0$

Montage redresseur de courant	Fréquence pour $f_{\text{réseau}} = 50$ Hz	Valeurs relatives des amplitudes		
		$k = 1$	$k = 2$	$k = 3$
Monophasé à deux alternances et en pont	100	0,667	0,133	0,057
Triphasé	150	0,250	0,017	0,025
Triphasé en pont ($m = 6$) et hexaphasé à inductance d'équilibre ($m = 6$)	300	0,057	0,014	0,006

On voit d'après ce tableau qu'avec l'accroissement du coefficient k les amplitudes des harmoniques diminuent rapidement.

On calcule l'inductance du filtre de lissage d'après l'harmonique dont $k = 1$. Pour des harmoniques de rang supérieur, le même filtre est beaucoup plus efficace, étant donné la diminution des amplitudes des harmoniques de tension et l'accroissement de l'inductance du filtre avec la fréquence.

La formule (7.108) donne les amplitudes des harmoniques sans tenir compte des portions de commutation dans la courbe de tension redressée. L'influence de ces portions se manifeste par l'accroissement des amplitudes des harmoniques dans les redresseurs non commandés et par leur diminution dans les redresseurs commandés. Si les angles de commutation γ sont relativement petits, on peut négliger leur influence sur les harmoniques.

Les harmoniques des courbes de courants primaires et de la ligne dans les réseaux alimentant les redresseurs provoquent la distorsion de la courbe de tension et un échauffement complémentaire des enroulements des alternateurs, des transformateurs et de la ligne de transport. Ceci est particulièrement visible lorsque la puissance des installations de redressement est commensurable avec la capacité de débit du réseau. Pour cette raison, on cherche à diminuer le nombre d'harmoniques dans le spectre et à éliminer en premier lieu les harmoniques ayant une forte amplitude.

Le spectre des harmoniques faisant partie de la courbe de courant primaire est lié d'une façon bien déterminée à la teneur en harmoniques dans la courbe de tension redressée. On peut le voir en comparant les courbes de tension redressée et de courant primaire d'un redresseur monophasé à deux alternances (fig. 7.68) pour deux genres de charge: a) charge purement ohmique et b) charge ohmique et inductive pour $X_d = \infty$.

Avec une charge purement ohmique (fig. 7.68,*a*), lorsque la courbe de tension redressée u_d comporte un large spectre d'harmoniques supérieurs, ces derniers sont absents dans la courbe du courant primaire i_1. Dans un autre cas extrême (fig. 7.68,*b*), lorsque la courbe de tension redressée pour $X_d = \infty$ ne comprend pas d'harmoniques, la courbe du courant primaire comprend un large spectre de ces harmoniques. Cette loi est valable quel que soit le nombre de phases secondaires.

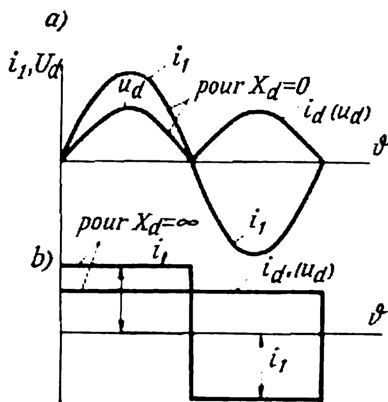


Fig. 7.68. Courbes de tension redressée et de courant primaire d'un redresseur monophasé:
a—pour $X_d = 0$; *b*—pour $X_d = \infty$

On peut montrer que la courbe de courant primaire comporte seulement les harmoniques dont le rang diffère de ± 1 du rang des harmoniques de la courbe de tension redressée:

$$n = km \pm 1. \qquad (7.110)$$

En utilisant cette formule on peut trouver le spectre des harmoniques contenus dans la courbe de courant primaire du redresseur pour un nombre quelconque de phases secondaires m quel que soit le montage redresseur de courant. Il résulte de la formule (7.110) qu'avec l'accroissement du nombre de phases secondaires les harmoniques dont l'ordre est inférieur à $km - 1$ sont éliminés de la courbe de courant primaire.

On peut trouver le rapport de l'amplitude d'un harmonique supérieur de rang n à l'harmonique fondamental à partir de la relation:

$$\frac{I_{n1}}{I_n} = \frac{1}{n}. \qquad (7.111)$$

L'existence des portions de commutation ainsi que la valeur finie (et non pas infiniment grande) de X_d modifient un peu la valeur des amplitudes des harmoniques supérieurs. Cependant cette modification est relativement peu importante.

§ 7.11. Facteur de puissance et rendement d'un redresseur

Les redresseurs sont des récepteurs d'un courant non sinusoïdal dont le premier harmonique est généralement déphasé par rapport à la sinusoïde de la tension alternative du réseau. Pour cette raison, le facteur de puissance d'un redresseur dépend aussi bien du facteur de déphasage cos φ que du taux de distorsion ν qui entrent comme multiplicateurs dans le facteur de puissance:

$$\chi = \nu \cos \varphi. \tag{7.112}$$

On peut trouver le facteur de déphasage cos φ à partir du rapport de la puissance active P_{1a} à la puissance totale demandée au réseau par le redresseur :

$$\cos \varphi = \frac{P_{1a}}{\sqrt{P_{1a}^2 + Q_{1a}^2}}, \tag{7.113}$$

où Q_{1a} est la puissance réactive dissipée par la composante réactive du premier harmonique du courant.

Si l'on néglige le courant en marche à vide on peut calculer l'angle de déphasage φ par la même formule approchée (7.51) qui a été établie pour $m = 2$:

$$\varphi = \alpha + \frac{\gamma}{2}. \tag{7.51a}$$

D'après la formule (7.51a), on a construit sur la figure 7.69,*a* une famille de courbes qui déterminent le facteur de déphasage cos φ en fonction de l'angle de commande α, l'angle de commutation γ étant considéré comme paramètre.

On voit d'après ces courbes que le facteur de déphasage (et, par conséquent, le facteur de puissance) dans les redresseurs commandés diminue rapidement avec l'accroissement de l'angle de commande α.

La diminution notable du facteur de puissance avec l'augmentation de l'angle de commande est un sérieux défaut des redresseurs commandés. Ce défaut est éliminé lorsqu'on utilise la commutation du courant dite artificielle.

Dans les redresseurs non commandés, lorsque $\alpha = 0$, le déphasage de l'harmonique fondamental du courant par rapport à l'harmonique fondamental de la tension U_{11} est déterminé par $\frac{\gamma}{2}$, la moitié de la valeur de l'angle de commutation, ainsi que par la composante réactive du courant en marche à vide que nous avons négligée.

La tension du réseau étant supposée sinusoïdale, on peut trouver le taux de distorsion à partir de la relation:

$$\nu = \frac{I_{11}}{I_1} = \frac{1}{\sqrt{1 + \sum \frac{I_{n1}^2}{I_1^2}}}. \tag{7.114}$$

Pour une détermination approchée du taux de distorsion on peut se limiter à mettre sous le radical (7.114) seulement les deux premiers harmoniques qui sont les plus forts.

Pour l'harmonique fondamental et ceux de rangs 5 et 7 on a tracé sur la figure 7.69,*b*, outre la courbe de cos φ, celle du taux de distorsion pour un redresseur hexaphasé sans grilles de commande. D'après le produit des ordonnées des courbes de cos φ et ν, on

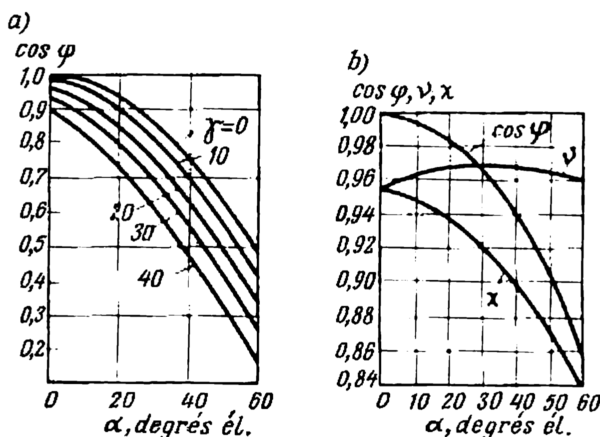


Fig. 7.69. Courbes de variation du facteur de déphasage en fonction de l'angle de commande α pour différentes valeurs de l'angle de commutation γ (*a*); courbes de variation du facteur de déphasage, du taux de distorsion et du facteur de puissance en fonction de l'angle de commande α dans un redresseur hexaphasé non commandé (*b*)

a construit sur la même figure la courbe du facteur de puissance total χ en fonction de l'angle de commande α.

Le rendement du redresseur a pour expression:

$$\eta = \frac{P_d}{P_d + \Delta P'_a}. \qquad (7.115)$$

La grandeur $\Delta P'_a$ doit comprendre non seulement les pertes de puissance dans les soupapes (en régimes permanent et transitoire), dans les transformateurs et les inductances (d'équilibre et de lissage), mais aussi la puissance dépensée dans les éléments auxiliaires de l'installation. Parmi ces derniers, il faut classer les circuits d'allumage et d'entretien de la décharge dans les soupapes à vapeur de mercure et les diviseurs de tension et de courant (s'ils sont utilisés) dans les soupapes à semi-conducteurs. La dépense totale de puissance dans les dispositifs auxiliaires est généralement comprise entre 0,5 et 3 % de P_d.

Pour pouvoir tenir compte séparément de l'influence de la puissance perdue dans le transformateur et de celle perdue dans les soupapes sur le rendement du redresseur, on l'écrit généralement sous forme du produit du rendement du transformateur η_{tr} par le rendement des soupapes η_s.

Le second multiplicateur (si on n'y tient pas compte des pertes de puissance dans les éléments auxiliaires du dispositif) est donné approximativement par:

$$\eta_s = \frac{U_d}{U_d + \Delta U_a}. \tag{7.116}$$

Comme ΔU_a varie peu dans les soupapes, l'augmentation de la tension redressée U_d fait croître le rendement des soupapes η_s et donc le rendement total du redresseur. On obtient un rendement particulièrement élevé dans les installations de basse tension utilisant des soupapes à semi-conducteurs.

Lorsqu'on passe aux hautes tensions, le rendement des soupapes (qui atteint 99 %) influe sur le rendement total du redresseur moins que le rendement du transformateur.

§ 7.12. Systèmes de commande des soupapes

Les fonctions assurées par un système de commande consistent à injecter dans le circuit de commande des soupapes ioniques ou des thyristors une impulsion positive de tension ou de courant débloquant la soupape.

La forme optimale d'une impulsion de tension injectée dans le circuit de commande par grille des soupapes à vapeur de mercure est une impulsion à deux paliers dont le premier est plus haut et plus étroit. La durée totale de l'impulsion est un peu inférieure à la durée du courant anodique.

Quant aux thyristors, le mieux convient une impulsion rectangulaire de faible durée, cependant, non inférieure à celle qui est nécessaire pour déclencher l'étape de régénération.

Avec une impulsion étroite, la puissance électrique transformée en chaleur dans les couches de commande du thyristor est aussi minimale.

Quand les thyristors sont utilisés dans les systèmes de conversion de courant, il s'avère souvent nécessaire de disposer de larges impulsions afin d'assurer la mise en jeu des soupapes qui fonctionnent en régime intermittent ou qui entrent en jeu avec un décalage dans le temps. Citons les montages hexaphasés de redressement de courant (en pont et à inductance d'équilibre), lorsque les soupapes, qui laissent passer le courant simultanément, s'ouvrent avec un décalage de 60 degrés électriques. Dans ces montages, au lieu d'une large impulsion on peut injecter dans le circuit de commande deux

impulsions étroites décalées l'une par rapport à l'autre de 60 degrés électriques.

Bien que les systèmes utilisés actuellement pour la commande des soupapes soient nombreux et variés, ils comportent tous trois éléments principaux groupés sur le schéma de la figure 7.70 en ensembles séparés. Dans les systèmes simplifiés ou de faible puissance certains ensembles peuvent faire défaut.

L'ensemble *1* appelé générateur d'impulsions, ou formeur, produit des impulsions à introduire dans le circuit de commande de la soupape. L'ensemble *2* joue le rôle d'un déphaseur qui fait décaler

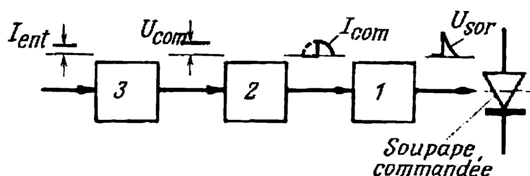


Fig. 7.70. Schéma fonctionnel d'un système de commande des soupapes dans les installations de conversion de courant

dans le temps les impulsions de commande d'un angle α par rapport aux valeurs positives de la tension anodique de la soupape.

Dans les systèmes de commande automatique, le courant provenant d'un ou de plusieurs capteurs est généralement insuffisant pour la commande directe du déphaseur. Dans de tels systèmes on introduit un ensemble *3* appelé *dispositif d'entrée.* Ses fonctions consistent à additionner et à amplifier les signaux d'entrée ainsi qu'à transformer le signal en une grandeur qui convient pour la commande du déphaseur.

On peut utiliser comme éléments pouvant transformer le faible courant d'entrée en une tension continue de valeur réglable les transistors, les amplificateurs magnétiques et les selfs à saturation.

La figure 7.71,*a* montre un schéma simple d'un dispositif d'entrée. Comme élément amplificateur y est utilisé un transistor.

La variation du courant d'entrée I_{ent}, issu d'un capteur et attaquant le circuit de base du transistor, fait varier le courant de sortie du transistor et la chute de tension qu'il provoque dans la résistance de charge R_{ch}. Cela fait varier la tension de sortie U_{com} utilisée pour la commande. Quantitativement, la relation entre I_{ent} et U_{com} est déterminée par la caractéristique de commande (de réglage) indiquée sur la figure 7.71,*b*. La partie linéaire de travail de cette caractéristique correspond à la partie linéaire de la droite de charge du transistor.

Le schéma d'un déphaseur simple mais sûr est indiqué sur la figure 7.72,*a*. L'instant d'apparition de l'impulsion de courant de

sortie I_{com} dans ce dispositif (fig. 7.72,*c*) injecté dans le formeur est déterminé par l'intersection de la courbe de tension alternative (qui est sinusoïdale dans le montage considéré) avec la tension continue U_{com} réglable en valeur qui provient du dispositif d'entrée.

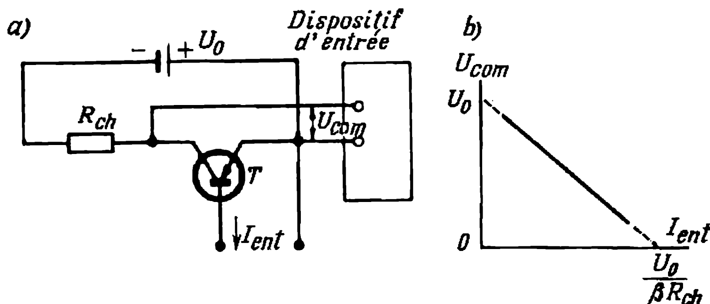


Fig. 7.71. Ensemble d'entrée du système de commande:
a—schéma; *b*—caractéristique de réglage

Pendant l'une des alternances de la tension alternative lorsque la diode *D* est conductrice, le condensateur *C* se charge jusqu'à l'amplitude de la tension alternative. Durant l'autre alternance où la

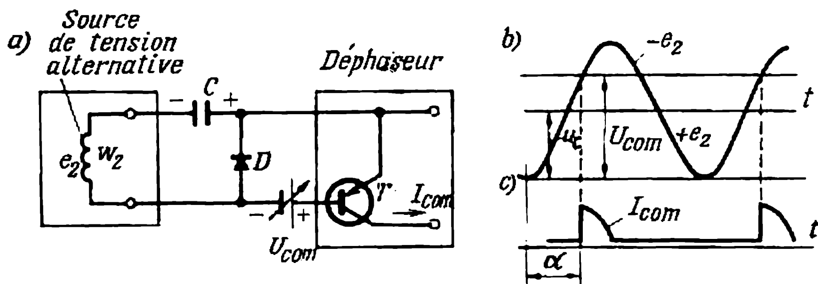


Fig. 7.72. Déphaseur du système:
a—schéma; *b*, *c*—courbes de tension et de courant lors de la commande verticale

diode est bloquée, sur le circuit de commande du transistor *T* agit la tension totale $-(e_2 + U_C) + U_{com}$ représentée sur la figure 7.72,*b* par le sommet de la sinusoïde au-dessus de la droite de U_{com}. Le zéro des tensions est décalé par rapport à l'axe des abscisses de $U_C = E_{2\,max}$. Le condensateur maintient la tension U_C presque sans changement parce que la résistance du circuit de décharge est suffisamment grande.

C'est sous l'action de la tension négative excédentaire qu'apparaît l'impulsion de courant de sortie I_{com} dans le circuit de collec-

teur du transistor. Au fur et à mesure que la tension continue U_{com} provenant de l'ensemble d'entrée du système augmente l'angle de commande α créé par le déphaseur croît.

La gamme d'angles de commande obtenue dans un tel système est proche de 180 degrés électriques. La courbe de réglage du déphaseur est proche par sa forme de la courbe d'arc cosinus. C'est la forme optimale, car la caractéristique de réglage d'un redresseur est généralement une fonction de cosinus (voir fig. 7.61,*a*). Le systè-

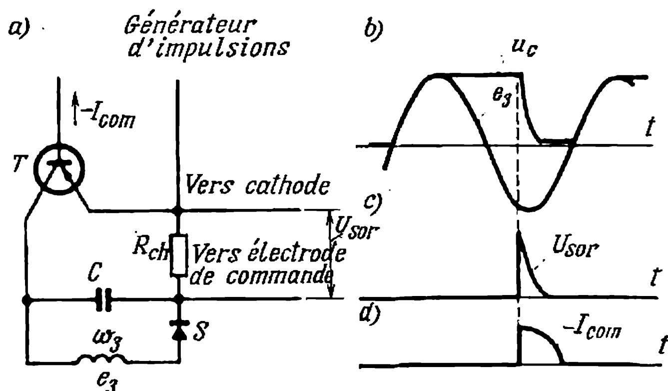


Fig. 7.73. Formeur d'impulsions:
a—schéma; *b*—courbes de la tension aux bornes de l'enroulement w_3 et sur le condensateur; *c* et *d*—impulsions de sortie de différentes durées

me de commande dans son ensemble assure dans ce cas une variation presque linéaire de la tension redressée en fonction du courant d'entrée fourni par le capteur.

Lorsqu'on veut avoir une caractéristique sensiblement linéaire de l'ensemble déphaseur on introduit dans son circuit d'entrée un signal en dents de scie.

La formation d'une impulsion de tension ou de courant de sortie à front raide est assurée dans l'ensemble de sortie du dispositif considéré par la décharge d'un condensateur dans le circuit de sortie du transistor *T* (fig. 7.73,*a*). La tension aux bornes du condensateur qui se charge durant une alternance atteint l'amplitude de la tension alternative (fig. 7.73,*b*).

La durée de l'impulsion de sortie U_{sor} peut être réglée par la variation de la constante de temps du circuit de décharge (fig. 7.73,*c* et *d*) et de la largeur de l'impulsion d'entrée.

Lorsqu'il est nécessaire de commander plusieurs soupapes à entrées isolées on introduit dans le circuit de sortie du générateur un transformateur d'impulsions comportant plusieurs enroulements secondaires reliés aux circuits de commande des soupapes.

§ 7.13. Conversion du courant continu en courant alternatif

On appelle *conversion* la transformation d'un courant continu en un courant alternatif, c'est-à-dire l'opération inverse du redressement. Dans un redresseur de courant la puissance électrique est transmise du circuit à courant alternatif au circuit à courant continu et dans un onduleur, qui est un convertisseur statique du courant continu en courant alternatif, la puissance électrique passe depuis une source à courant continu au circuit à courant alternatif.

Dans les installations de conversion de courant la marche en onduleur alterne souvent avec la marche en redresseur. Cela a lieu, par exemple, dans les dispositifs de commande à courant continu.

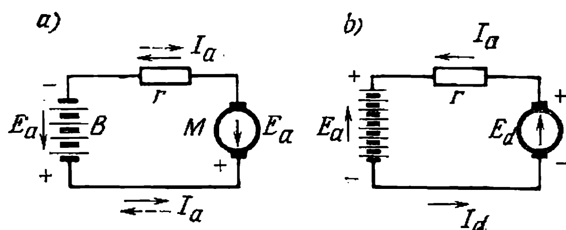


Fig. 7.74. Inversion du sens du flux de puissance dans un circuit à deux sources de tension continue:
a—par inversion du sens du courant; *b*—par inversion de la polarité de la tension

En régime moteur l'installation de conversion joue le rôle d'un redresseur, en transmettant la puissance au moteur à courant continu. Lorsque la machine commence à fonctionner en génératrice (freinage, descente d'une pente, descente des charges, etc.) le convertisseur fonctionne en onduleur en transmettant au réseau alternatif la puissance produite par la machine à courant continu.

L'inversion éventuelle du flux de puissance a lieu également dans les systèmes de transport d'énergie à courant continu lorsque le récepteur de puissance se transforme en source de puissance.

Pour déterminer les conditions pour lesquelles on obtient dans les convertisseurs l'inversion du flux de puissance, raisonnons sur un circuit à courant continu (fig. 7.74,*a*) comprenant deux sources: a) une batterie d'accumulateurs *B* ayant une f.é.m. E_a et b) une machine électrique *M* qui développe une f.é.m. E_d. Les forces électromotrices des sources sont de sens opposé et, pour cette raison, le courant dans le circuit est déterminé par leur différence et la résistance ohmique *r* du circuit:

$$I_a = \frac{E_a - E_d}{r}. \tag{7.117}$$

Si $E_a > E_d$, le sens du courant est celui de E_a. Ce sens est indiqué sur la figure 7.74,*a* par des flèches continues. Ici la batterie d'accumulateurs fournit de la puissance au réseau (la batterie se décharge) et la machine électrique (qui fonctionne alors en moteur) consomme cette puissance.

Lorsqu'on augmente E_d de façon qu'elle devienne supérieure à E_a et qu'on fournit à la machine un couple moteur à partir d'une source extérieure, le courant I_a change de sens (voir les flèches en pointillé), et, en même temps, change de sens le flux de puissance.

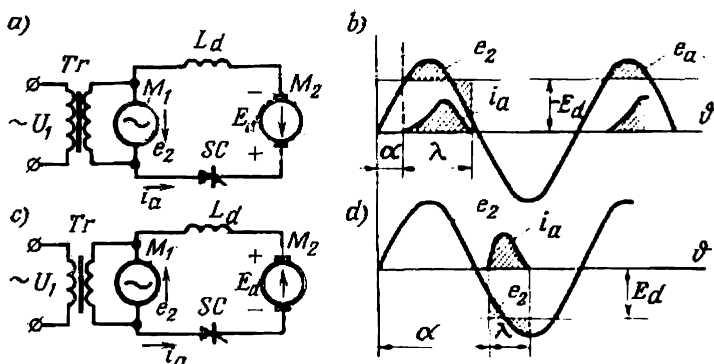


Fig. 7.75. Passage de la marche en redresseur à la marche en onduleur d'un convertisseur à une alternance:

a—régime de redressement à une alternance; *b*—courbes de tension et de courant; *c*—passage au régime de conversion du courant continu en courant alternatif avec conservation du sens du courant; *d*—courbes de tension et de courant

La machine *M* dans laquelle les sens de E_d et de I_a coïncident devient un générateur de puissance électrique et la batterie *B* devient un récepteur de puissance (la batterie se charge).

Alors, la livraison ou la réception de la puissance dépend du fait que les sens de la f.é.m. et du courant coïncident dans la source donnée ou sont opposés. Il en résulte que le changement du sens du flux de puissance peut être obtenu soit par changement du sens du courant dans le circuit, la polarité des sources restant la même (voir fig. 7.74,*a*), soit par inversion de la polarité des sources en conservant le sens du courant dans le cicruit (fig. 7.74,*b*).

Examinons maintenant les conditions de renversement du sens du flux de puissance lorsque l'une des sources est une machine à courant alternatif ou un transformateur et l'autre est une machine à courant continu M_2 (fig. 7.75,*a*).

Le transfert de la puissance dans un seul sens avec une telle combinaison de sources nécessite l'introduction dans le circuit de transfert du courant d'une soupape commandée *SC* dont la polarité de branchement détermine le sens de conduction dans le circuit.

Le transfert de la puissance depuis la source de tension alternative à l'élément à courant continu (redressement du courant) commence lorsque la soupape passe à l'état conducteur pour un angle α pour lequel la tension e_2 est supérieure à la tension continue E_d (fig. 7.75,*b*).

Si le circuit comporte une inductance L_d, le courant i_a continue à circuler dans le circuit pendant un certain intervalle de temps où e_2 est inférieure à E_d. Grâce à l'énergie accumulée dans le champ magnétique de l'inductance L_d et restituée au circuit, la tension alternative résultante continue à dépasser E_d tant que le courant i_a diminue. De cette façon, l'inductance L_d contribue à l'accroissement de la durée de circulation du courant dans le circuit et donc à l'accroissement de la valeur moyenne de la puissance transmise au récepteur d'énergie.

Si la polarité de la tension continue E_d s'inverse (fig. 7.75,*c*) et, en même temps, l'angle de commande α s'accroît au-delà de 180°, quand e_2 devient négative (fig. 7.75,*d*), le courant i_a passe sous l'action de la tension continue E_d en sens inverse de la tension e_2. On est en présence de la conversion de courant.

Durant la première étape de cette conversion, en plus du transfert de la puissance au circuit à tension alternative il se produit une accumulation de l'énergie magnétique dans l'inductance (comme en régime de redressement de courant). Lorsque e_2 devient supérieure à E_d, cette énergie est livrée au circuit à courant alternatif.

A l'égalité des énergies accumulée et livrée par l'inductance correspond l'égalité des aires hachurées disposées entre e_2 et E_d sur la figure 7.75,*b* et *d*.

Pour le fonctionnement normal de l'onduleur il faut non seulement que le courant anodique de la soupape tombe à zéro mais encore que la soupape soit complètement bloquée jusqu'à ce que la tension continue ne commence à dépasser la tension alternative. Le passage du redressement à la conversion s'opère dans le montage considéré sans changement de sens de courant; c'est la polarité des tensions qui s'inverse.

La présence d'une source de f.é.m. dans le circuit à tension alternative auquel l'onduleur livre de la puissance n'est pas indispensable. Le régime de conversion de courant peut aussi être assuré dans le cas où le circuit à tension alternative ne comporte pas de source de f.é.m.

Suivant que le récepteur de tension alternative comporte une source indépendante de f.é.m. (sous forme de machines synchrones) ou que la périodicité de la tension alternative soit maintenue directement par l'onduleur, on distingue deux classes principales d'onduleurs: 1) les onduleurs pilotés par le réseau ou non autonomes et 2) les onduleurs autonomes.

Dans les onduleurs non autonomes, la commutation du courant est assurée, comme dans les redresseurs, par la tension de la source de f.é.m. et dans les onduleurs autonomes, on introduit à cet effet des éléments complémentaires (principalement les condensateurs ou les condensateurs avec une inductance) qui forment un circuit oscillant.

Examinons d'abord les onduleurs non autonomes et ensuite les onduleurs autonomes.

§ 7.14. Onduleur monophasé non autonome

Le schéma d'un tel onduleur est indiqué sur la figure 7.76,*a*. Comme un redresseur à deux alternances à neutre sorti, le transformateur de l'onduleur comporte deux enroulements secondaires.

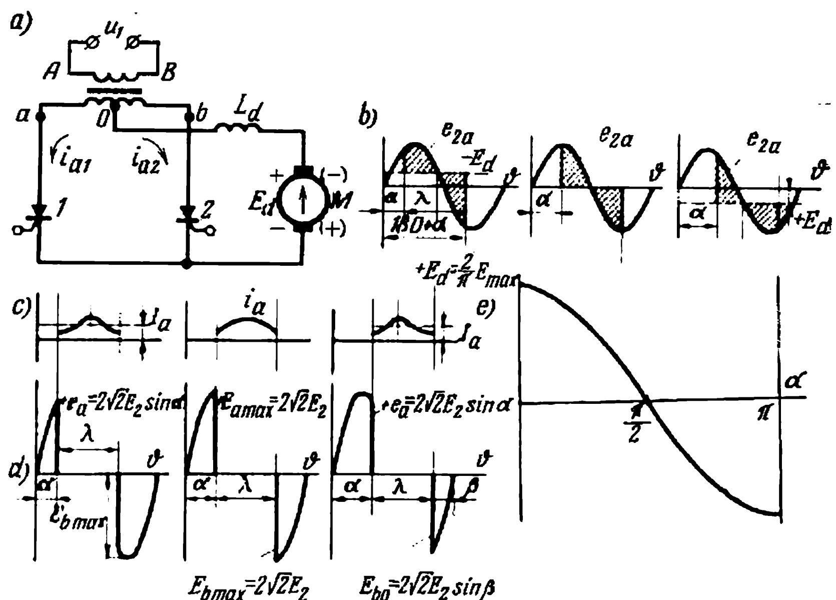


Fig. 7.76. Passage de la marche en redresseur à la marche en onduleur d'un convertisseur monophasé à deux alternances:

a—schéma; *b*—courbes de tensions alternative et continue pour trois valeurs de l'angle α ($\alpha < 90°$, $\alpha = 90°$ et $\alpha > 90°$); *c*—courbes de courants anodiques pour les mêmes trois régimes de marche; *d*—tension aux bornes de la soupape pour les mêmes régimes de marche

Bien que, au point de vue du sens du flux de puissance, l'enroulement connecté au réseau alternatif (fig. 7.76,*a*) remplisse les fonctions de l'enroulement secondaire et les enroulements connectés aux soupapes (enroulements de soupape) jouent le rôle d'enroulements

primaires, mais pour ne pas changer les appellations des enroulements lors du passage de la marche en redresseur à la marche en onduleur on appelle dans les onduleurs pilotés, comme dans les redresseurs, les enroulements de réseau, enroulements primaires et les enroulements de soupapes, enroulements secondaires.

Ceci posé, on appelle onduleur monophasé un onduleur branché sur un réseau monophasé et onduleur triphasé, un onduleur branché sur un réseau triphasé. Le nombre de phases secondaires m est égal au nombre de phases primaires ou il est son multiple.

Dans le schéma considéré de l'onduleur, l'un des pôles de la source de tension continue est connecté au point neutre des enroulements secondaires du transformateur par l'intermédiaire d'une inductance de lissage L_d et l'autre pôle aux cathodes des soupapes.

Les diagrammes *b* à *d* de la figure 7.76 illustrent le fonctionnement du convertisseur lors du passage de la marche en redresseur à la marche en onduleur.

Le diagramme de gauche (fig. 7.76,*b*) est construit pour le cas où l'angle de commande $\alpha < 90$ degrés électriques et la polarité de la machine à courant continu M est celle indiquée par les signes « + » et « — » entre parenthèses. Il correspond à la marche en redresseur. Le diagramme de droite pour $\alpha > 90$ degrés électriques et la polarité de la machine M indiquée par les signes « + » et « — » sans parenthèses correspond à la marche en onduleur. Le diagramme médiane où $\alpha = 90$ degrés électriques correspond au passage de la marche en redresseur à la marche en onduleur.

Lors de la marche en redresseur, la tension de la source de courant continu qui figure comme une force contre-électromotrice est négative ($-E_d$). Elle est portée sur le diagramme vers le haut par rapport à l'axe des abscisses pour faciliter la soustraction graphique des tensions alternative et continue.

Lors de la marche en onduleur la tension de la source de courant continu qui agit comme une f.é.m. efficace est positive ($+E_d$). En régime transitoire, la valeur moyenne de la tension alternative est nulle, tout comme E_d.

Les portions de travail des sinusoïdes des tensions secondaires e_2 sont déterminées par les limites des aires hachurées. Lors de la marche en redresseur, la partie positive de la portion de travail est plus grande que la partie négative tandis que lors de la marche en onduleur c'est l'inverse qui a lieu. En régime transitoire, les portions de travail positive et négative sont égales.

Sous l'action de la différence des tensions e_2 et E_d les soupapes débitent des courants anodiques (fig. 7.76,*c*). En régime transitoire, le courant est purement réactif car son accroissement sous l'action de la tension positive est égal à sa diminution sous l'action de la tension négative.

Les courbes de courants anodiques sur la figure 7.76,*c* ont été construites pour une valeur finie de X_d. Lorsque $X_d = \infty$, les courants gardent une valeur constante déterminée par la hauteur I_a du rectangle.

Les courbes de la figure 7.76,*d* donnent les tensions aux bornes de la soupape dans les trois régimes de marche examinés. Avant le déblocage, la soupape doit supporter la tension directe, y compris la valeur maximale de cette tension (voir les inscriptions sur les diagrammes).

La soupape doit également supporter sans claquage le saut initial de la tension inverse. Durant le temps déterminé sur la portion de la tension négative par l'angle d'avance β (diagramme de droite de la figure 7.76,*d*, fonctionnement en onduleur), la soupape doit rétablir ses propriétés de blocage afin que, lors du rétablissement de la tension positive, un amorçage prématuré de la soupape soit empêché. Un tel déblocage provoque la perturbation du régime de fonctionnement en onduleur (le renversement de l'onduleur) et un court-circuit des circuits à tension alternative et à tension continue (régime d'avarie).

Pour l'analyse de la marche en onduleur, l'angle d'avance β qui complète l'angle α jusqu'à 180° convient mieux que l'angle α utilisé lors de l'analyse de la marche en redresseur.

La variation en grandeur et en signe de la valeur moyenne de la tension alternative aux bornes de sortie de l'onduleur avec l'accroissement progressif de l'angle de commande depuis $\alpha = 0$ jusqu'à $\alpha = 180°$ est représentée par la caractéristique de réglage de la figure 7.76,*e*.

Dans le régime examiné plus haut, on ne tenait pas compte du processus de commutation du courant. La prise en considération de ce processus dans les onduleurs a une importance aussi grande que dans les redresseurs. La valeur de l'angle d'avance β (et du temps $t_\beta = \frac{\beta}{\omega}$ qui lui correspond) doit dépasser le temps de commutation $t_\gamma = \frac{\gamma}{\omega}$ d'une valeur non inférieure à la valeur requise pour assurer les propriétés de blocage de la soupape.

Le schéma d'un onduleur à deux alternances avec réactances X_a dues au flux de dispersion des enroulements du transformateur et introduites dans les circuits anodiques est indiqué sur la figure 7.77,*a*.

Comme pour la marche en redresseur, on peut déterminer pour la marche en onduleur les relations qui donnent l'allure des courbes de courants et de tensions durant les étapes de commutation, en utilisant comme composante permanente du régime transitoire le courant de court-circuit i_{2cc} qui prend naissance dans le circuit oscillant formé par deux phases qui commutent le courant. Dans

le schéma à deux alternances de l'onduleur ($m = 2$), le courant de court-circuit est

$$i_{2cc} = \frac{\sqrt{2}\,E_2}{X_a} \cos \vartheta, \tag{7.118}$$

ϑ étant compté depuis le commencement de l'alternance négative.

La cosinusoïde qui lui correspond est tracée en pointillé sur la figure 7.77,*c*. Etant donné qu'à l'instant de déblocage d'une soupape (n° 1 par exemple), déterminé par l'angle d'avance β, le

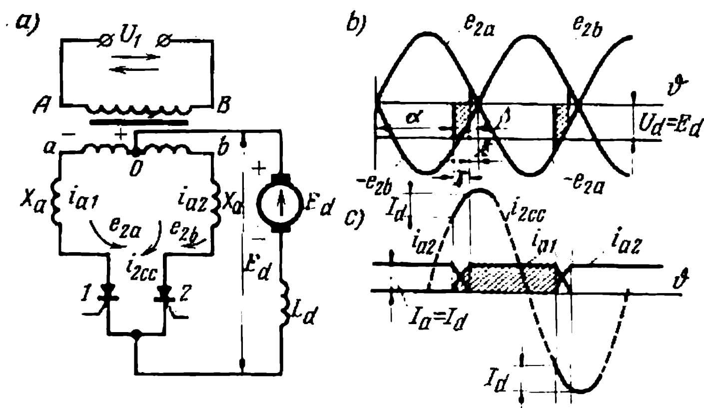


Fig. 7.77. Onduleur monophasé à deux alternances avec inductances prises en considération dans les circuits anodiques et cathodique:

a—schéma; *b*—courbes de tensions simples; *c*—courbe de courants anodiques et de courant de court-circuit i_{2cc}

courant anodique de la soupape était nul, on peut déterminer, en tenant compte de la composante libre du courant, le courant débité par la soupape durant la première étape de commutation:

$$i_{a1} = \frac{\sqrt{2}\,E_2}{X_a} (\cos \vartheta - \cos \beta). \tag{7.119}$$

La durée de commutation du courant y est également déterminée par l'angle γ.

Vu que vers la fin de la première étape de commutation le courant de la soupape mise en jeu atteint la valeur I_d, on obtient en partant de la formule (7.119):

$$I_d = \frac{\sqrt{2}\,E_2}{X_a} [\cos (\beta - \gamma) - \cos \beta]. \tag{7.120}$$

L'égalité (7.120) établit la relation entre le courant converti en alternatif I_d, la tension secondaire E_2, l'angle d'avance β et

l'angle de commutation γ lorsque $X_d = \infty$. La valeur de l'angle γ est donnée par l'expression (7.73).

Comme nous avons déjà indiqué, le critère de choix de l'angle β est que cet angle dépasse l'angle de commutation γ d'un angle δ non inférieur à la valeur requise pour le rétablissement complet de l'état bloqué de la soupape. Si l'on désigne par t_θ le temps minimal nécessaire au retour à l'état bloqué, l'angle δ doit toujours satisfaire à la condition:

$$\delta \geqslant \omega t_\theta. \tag{7.121}$$

L'angle d'avance β doit à son tour satisfaire à l'égalité:

$$\beta = \gamma + \delta \geqslant \gamma + \omega t_\theta. \tag{7.122}$$

On peut trouver la tension d'entrée U_d de l'onduleur d'après la somme de E_{d0} et ΔU_X obtenue des formules (7.81) et (7.82) en remplaçant l'angle de retard α par l'angle d'avance β. Pour $m = 2$, on obtient:

$$U_d = \frac{2\sqrt{2}\,E_2}{\pi}\left[\frac{\cos(\beta-\gamma)+\cos\beta}{2}\right] = E_{d0} + \Delta U_X. \tag{7.123}$$

Dans l'équation (7.123), l'angle γ est une fonction du courant de charge. Si, en partant de la formule (7.122), on remplace dans les formules (7.120) et (7.123) la différence des angles $\beta - \gamma$ par $\delta \geqslant \omega t_0$ (le temps t_θ est normalisé pour chaque type de soupape), on arrive aux égalités qui permettent de trouver le courant de charge maximal admissible $I_{d\,\max}$ et la tension d'entrée maximale admissible qui lui correspond. Alors:

$$I_{d\,\max} = \frac{\sqrt{2}\,E_2}{X_a}(\cos\delta - \cos\beta), \tag{7.124}$$

$$U_{d\,\max} = \frac{2\sqrt{2}\,E_2}{\pi}\left(\frac{\cos\delta + \cos\beta)}{2}\right). \tag{7.125}$$

Si l'on considère β comme paramètre variable, les relations (7.120) et (7.123) déterminent la caractéristique d'entrée de l'onduleur piloté par le réseau. Pour $X_d = \infty$, une telle caractéristique est une droite (fig. 7.78,*a*) dont la pente est déterminée par la chute de tension de commutation:

$$\Delta U_X = \frac{I_d X_a}{\pi}. \tag{7.126}$$

L'accroissement de la tension d'entrée de l'onduleur avec l'accroissement du courant s'explique par le fait que ΔU_X s'ajoute à la tension à vide et n'est pas en retranchée comme cela se produit dans un redresseur.

Lorsque l'inductance cathodique a une valeur finie, les portions initiales des caractéristiques externes présentent une pente raide

(fig. 7.78,*b*), ce qui s'explique par la faible durée du courant anodique ($\lambda < \pi$) et par la nature discontinue de la courbe de courant d'entrée.

D'après la formule (7.124) ou (7.125) on peut trouver E_2 pour des angles choisis β et δ lorsque I_d ou U_d est donné. D'après la valeur trouvée de E_2 et la valeur connue de la tension U_1 dans le réseau récepteur on peut trouver le rapport de transformation du transformateur du convertisseur. Encore, d'après l'intensité du courant I_a et sa durée connue on peut déterminer la valeur moyenne et la valeur

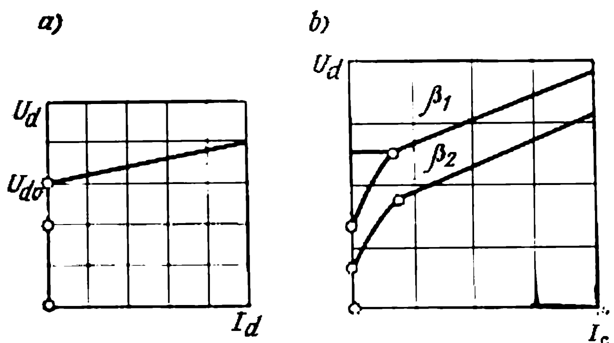


Fig. 7.78. Caractéristiques externes de l'onduleur:
a—pour $X_d = \infty$; *b*—pour X_d de valeur finie

efficace du courant dans les enroulements secondaires et primaires du transformateur ainsi que la puissance théorique de ces enroulements.

Nous allons trouver encore les valeurs des multiplicateurs qui déterminent le facteur de puissance du montage considéré. Le facteur de déphasage est donné par les courbes de la figure 7.79,*a*. En plus de la courbe de courant primaire i_1 construite d'après la différence de courants anodiques, on a tracé sur la même figure: a) la sinusoïde de la tension secondaire e_2 qui est en phase avec la f.é.m. e_1 de l'enroulement primaire, b) la sinusoïde de la tension du réseau u_1 en opposition de phase avec la f.é.m. e_1 de l'enroulement primaire. De la courbe de courant primaire i_1 on a sélectionné son harmonique fondamental $i_{1(1)}$. Il est décalé en avant d'un angle égal approximativement à $\beta - \frac{\gamma}{2}$ par rapport à la courbe de e_2 et d'un angle $\pi - \left(\beta - \frac{\gamma}{2}\right)$ en arrière par rapport à la tension du réseau u_1.

Conformément aux déphasages des tensions et des courants composés (fig. 7.79,*a*) on a construit sur la figure 7.79,*b* le diagramme vectoriel pour les mêmes grandeurs. Il est à noter que la composante

réactive de l'harmonique fondamental du courant primaire est en retard sur la tension du réseau tout comme dans les redresseurs commandés. Cela signifie que les onduleurs absorbent du réseau un courant réactif (en retard) de même signe que les redresseurs.

La valeur absolue de l'angle φ pour un onduleur est

$$\varphi=\beta-\frac{\gamma}{2}. \qquad (7.127)$$

Lorsque l'angle d'avance augmente, le facteur de déphasage de l'onduleur diminue.

En plus d'une puissance réactive considérable consommée par l'onduleur, les sources de puissance dans le réseau récepteur doivent

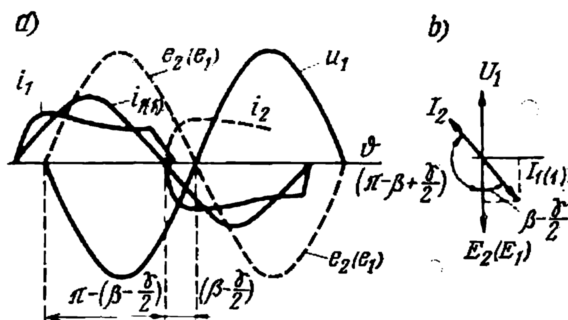


Fig. 7.79. Diagrammes linéaires (*a*) et vectoriels (*b*) illustrant le déphasage entre tensions et courants

produire aussi des harmoniques supérieurs de courant vu que le courant du réseau n'est pas sinusoïdal. Lorsque la courbe de courant primaire est rectangulaire (ce qui est vrai si l'on ne tient pas compte des étapes de commutation), les harmoniques dans le montage considéré sont déterminés par la série suivante :

$$i_1=\frac{4}{\pi}I_{d\beta}\left(\frac{1}{3}\cos 3\omega t+\frac{1}{5}\cos 5\omega t+\ldots\right). \qquad (7.128)$$

Le taux de distorsion avec un tel spectre d'harmoniques est

$$\nu=\frac{1}{\sqrt{1+\left(\frac{1}{3}\right)^2+\left(\frac{1}{5}\right)^2}}=0,935.$$

Une forte distorsion de la courbe de courant du réseau et la grande puissance nécessaire de l'inductance cathodique sont des facteurs défavorables qui limitent l'emploi d'un onduleur monophasé non autonome à deux alternances.

Pour cette raison, on cherche à utiliser là où cela est possible des onduleurs triphasés.

§ 7.15. Onduleur triphasé non autonome monté en pont

La figure 7.80,*a* montre le schéma d'un tel onduleur ; les diagrammes *b* à *e* de tensions et de courants illustrent son fonctionnement.

Comme on le voit sur la figure 7.80,*a*, le pôle positif de l'onduleur est formé par le point commun de connexion du groupe anodique de soupapes (S_1, S_3, S_5) et le pôle négatif par le point commun de connexion du groupe cathodique de soupapes (S_2, S_4 et S_6). Les

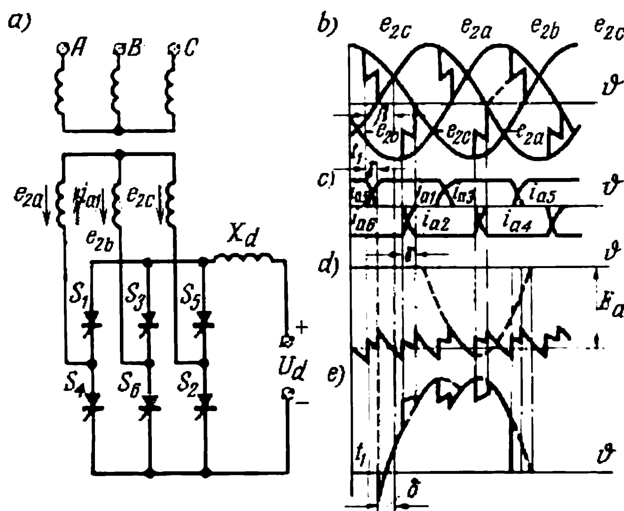


Fig. 7.80. Onduleur triphasé non autonome monté en pont :
a—schéma ; *b*—courbes de tensions simples ; *c*—courbes de courants anodiques ; *d*—courbe de la force contre-électromotrice de l'onduleur ; *e*—courbe de la tension aux bornes de la soupape

soupapes du groupe anodique fonctionnent pour les valeurs positives des tensions simples (e_{2a}, e_{2b}, e_{2c} marquées sur le dessin par des flèches lorsque les courants i_{a1}, i_{a2} et i_{a3} dans les soupapes sont opposés aux tensions). Ces tensions sont représentées par les portions positives des sinusoïdes du diagramme de la figure 7.80,*b*. Au groupe cathodique de soupapes correspondent sur le même diagramme les portions négatives des sinusoïdes. Les courants dans le groupe cathodique des soupapes sont également opposés aux tensions.

Le déblocage d'une soupape a lieu pour un angle d'avance β compté vers la gauche depuis le point d'intersection des portions positives des sinusoïdes pour le groupe anodique des soupapes et depuis le point d'intersection des portions négatives pour le groupe cathodique. Si à l'instant de déblocage d'une soupape quelconque la

soupape précédente dans le groupe donné n'a pas encore achevé son travail (régime de courant ininterrompu), il se produit la commutation des courants anodiques. Ainsi, lorsqu'à l'instant t_1 la soupape S_1 se débloque, le courant passe de la soupape S_5 à la soupape S_1 faisant partie du groupe anodique. Le courant i_{a5} tombe alors jusqu'à zéro et le courant i_{a1} croît jusqu'à la valeur totale correspondant à la valeur moyenne du courant I_d. Durant la période de commutation γ trois soupapes: S_5 et S_1 dans le groupe anodique et S_6 dans le groupe cathodique, laissent passer le courant (fig. 7.80,*c*). La tension opposée de l'onduleur (fig. 7.80,*d*) se compose pendant cette période de la demi-somme des tensions simples e_{2c} et e_{2a} et de la tension simple totale e_{2b}. Après la fin de la commutation les soupapes S_1 et S_6 restent débloquées et laissent passer le courant $i_{a1} = i_{a6} = I_d$ l'une après l'autre. La tension opposée durant la période entre commutations est égale à la tension composée $e_{2c} - e_{2b}$. Après la fin de la période entre commutations pour la soupape S_6 le courant passe de la soupape S_6 à la soupape S_2 dans le groupe pair de soupapes. La durée du courant dans chaque soupape $\lambda = \frac{2\pi}{3} + \gamma$.

Sur la figure 7.80,*c* les courbes de courants anodiques ont été tracées en supposant que $X_d = \infty$. D'après les courbes de courants anodiques on peut juger aussi de la forme du courant dans l'enroulement secondaire du transformateur, étant donné que durant l'alternance positive ce courant secondaire est égal au courant anodique dans le groupe cathodique de soupapes et durant l'alternance négative il est égal au courant anodique dans le groupe impair (anodique) de soupapes. Les courants primaires suivent les courants secondaires si le mode de couplage des enroulements est le même.

La tension aux bornes d'une soupape du groupe cathodique est donnée par la courbe tracée sur la figure 7.80,*e* (pour la soupape S_5) d'après la différence des ordonnées de la courbe de tension secondaire e_{2c} (examinée avec ses portions de commutation) et le potentiel commun des anodes dans le groupe anodique de soupapes. De la même façon, la tension aux bornes d'une soupape du groupe cathodique est déterminée par la courbe de tension secondaire (avec ses portions de commutation) et le potentiel commun des cathodes de ce groupe. Durant la partie non conductrice de la période, lorsque l'anode est négative par rapport à la cathode, la soupape revient à l'état bloqué.

La valeur maximale de la tension directe aux bornes de la soupape qu'elle doit supporter sans claquage:

$$U_{a\,max} = \sqrt{2} \cdot \sqrt{3}\, E_2 = \sqrt{6}\, E_2. \qquad (7.129)$$

L'angle d'avance β doit, ici aussi, assurer les valeurs requises de l'angle de commutation γ et de l'angle de rétablissement δ. On peut trouver l'angle de commutation γ dans le montage considéré

d'après la formule (7.73) en y introduisant $m = 3$. Au lieu de (7.120) on obtient donc:

$$I_d = \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot \frac{\sqrt{2}\, E_2}{X_a} [\cos(\beta - \gamma) - \cos\beta]. \tag{7.130}$$

En rapportant I_d au courant de court-circuit que nous adoptons dans le montage considéré comme égal à

$$I_{2cc} = \frac{\sqrt{2}\, E_2}{X_a}, \tag{7.131}$$

on obtient:

$$\frac{I_d}{I_{2cc}} = \frac{\sqrt{3}}{2} [\cos(\beta - \gamma) - \cos\beta]. \tag{7.132}$$

D'après cette équation on a construit sur la figure 7.81,*a* une famille de courbes donnant les valeurs relatives du courant. En

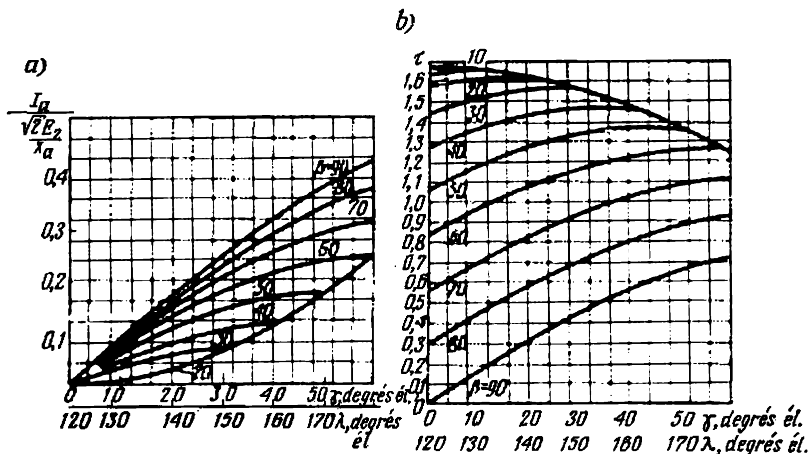


Fig. 7.81. Courbes liant les angles de commutation à la valeur moyenne I_d du courant de l'onduleur (*a*) et à la valeur moyenne de la force contre-électromotrice de l'onduleur (*b*)

abscisses, en plus de l'angle de commutation γ, est portée également la durée totale du courant anodique λ.

La valeur moyenne de la tension que l'on doit appliquer à l'onduleur afin d'assurer, pour des valeurs déterminées de E_2 et β, le passage d'un courant requis I_d peut être trouvée de l'égalité suivante:

$$U_d = \sqrt{2} E_2 \frac{3\sin\left(\frac{\lambda}{3} - \frac{2\pi}{6}\right) + 2\sqrt{3}\sin\left(\frac{3\pi}{6} - \frac{\lambda}{2}\right)}{\frac{2\pi}{6}} \times$$

$$\times \cos\left(\frac{2\pi}{3} - \beta + \frac{\lambda}{2}\right). \tag{7.133}$$

En unités relatives cela correspond à :

$$\tau=\frac{U_d}{\sqrt{2}\,E_2}=\frac{3\sin\left(\frac{\lambda}{2}-\frac{2\pi}{6}\right)+2\sqrt{3}\sin\left(\frac{3\pi}{6}-\frac{\lambda}{2}\right)}{2}\times$$
$$\times\cos\left(\frac{2\pi}{3}-\beta+\frac{\lambda}{2}\right). \qquad (7.134)$$

D'après l'égalité indiquée et en tenant compte du fait que $\lambda = \frac{2\pi}{6} + \gamma$, on a construit sur la figure 7.81,*b* une famille de courbes qui lient τ avec γ (pour l'angle β considéré comme paramètre, lorsque $X_d = \infty$).

On peut obtenir la caractéristique d'entrée de l'onduleur pour $X_d = \infty$ en résolvant les équations (7.130) et (7.133) ou directement à partir des égalités (7.81) et (7.83) :

$$U_d=E_{d0}+\Delta U_X=\sqrt{6}\,E_2\sin\frac{\pi}{m}\cos\beta+\frac{mX_a}{2\pi}I_d. \qquad (7.135)$$

Si dans la formule (7.135) on adopte $m=6$, on obtient :

$$U_d=\frac{6\sqrt{3}}{\pi}\sqrt{2}\,E_2\cos\beta+\frac{3}{\pi}I_dX_a=E_{d(\beta=0)}\cos\beta+$$
$$+\frac{3}{\pi}I_dX_a, \qquad (7.136)$$

où $E_{d(\beta=0)}$ est la valeur limite (pratiquement impossible à obtenir) de la tension de l'onduleur pour $\beta = 0$.

Pour obtenir la caractéristique d'entrée de l'onduleur en unités relatives, divisons par $\sqrt{2}E_2$ tous les termes de l'égalité (7.136) et multiplions et divisons le deuxième terme par le courant de court-circuit I_{2cc}. On obtient donc:

$$\tau=1{,}65\cos\beta+1{,}1\frac{I_d}{I_{2cc}}. \qquad (7.137)$$

Les caractéristiques construites d'après cette équation (fig. 7.82) se rapportent au cas $X_d = \infty$ (courbes en traits continus) et au cas d'une valeur finie de X_d (courbes en pointillé).

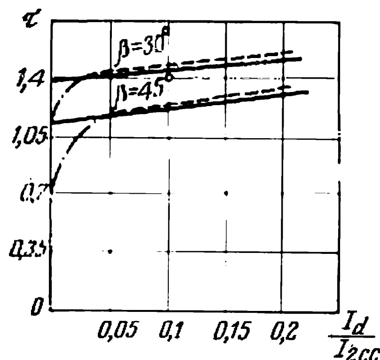


Fig. 7.82. Caractéristiques d'entrée de l'onduleur pour deux valeurs de l'angle d'avance

Les caractéristiques d'entrée examinées sont valables tant que dans un même pont trois soupapes au maximum conduisent simultanément.

On peut régler le courant débité (la puissance fournie) en faisant varier la tension appliquée U_d ou l'angle β. La valeur de l'angle β est souvent réglée automatiquement, conformément aux variations du courant de charge de l'onduleur et aux variations éventuelles de la tension dans le réseau récepteur à courant alternatif. Avec un tel réglage, on obtient un facteur de puissance plus élevé et un fonctionnement stable à tous les régimes de l'onduleur piloté par le réseau.

§ 7.16. Passage de la marche en redresseur à la marche en onduleur dans un dispositif de commande à courant continu

Dans les commandes industrielles à courant continu, le freinage efficace et en même temps le plus économique d'un moteur peut être obtenu en faisant fonctionner ce dernier en générateur. Le

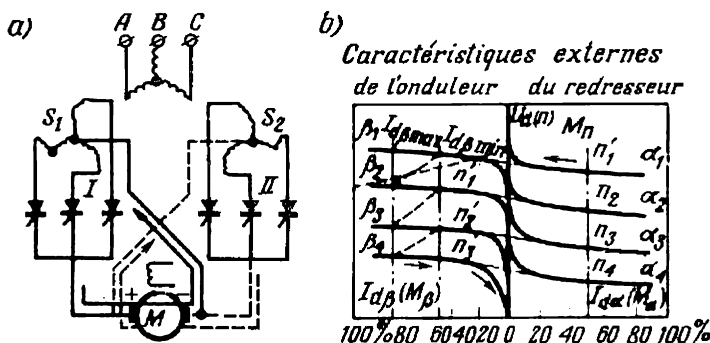


Fig. 7.83. Convertisseur à deux sens pour une commande réversible à courant continu :
a—schéma ; *b*—caractéristiques externes

convertisseur se comporte alors en onduleur et le flux de puissance, après avoir changé de sens, passe de la machine à courant continu au réseau à tension alternative.

Le schéma de principe d'un convertisseur à double changement de sens du flux de puissance dans un dispositif de commande à courant continu équipé de soupapes est indiqué sur la figure 7.83,*a*. Les soupapes sont alimentées par deux groupes triphasés d'enroulements couplés en zigzag.

Les sorties des convertisseurs sont connectées aux bornes extérieures de la machine par des pôles opposés (connexion croisée). Avec un tel montage croisé (en huit), le système de commande par grille de l'un des convertisseurs est réglé pour le fonctionnement en redresseur alimentant le moteur et celui de l'autre convertisseur

assure son fonctionnement en onduleur piloté par le réseau. Avec ce dernier on opère le freinage du moteur par inversion de marche.

La conjugaison des angles α et β qui déterminent la position des caractéristiques externes dans le système de coordonnées (fig. 7.83,*b*) se fait en partant de l'égalité des valeurs moyennes de la tension aux bornes du redresseur et de l'onduleur pour une valeur minimale du courant continu au-dessous de laquelle la courbe du courant redressé devient discontinue. Avec une telle conjugaison des angles α et β on assure non seulement l'inversion progressive de marche mais aussi une valeur admissible du courant circulant dans les circuits fermés des branches anodiques du redresseur et de l'onduleur.

La conjugaison requise des angles est obtenue lorsqu'on réalise l'égalité:

$$\cos\alpha - \cos\beta = \frac{2\Delta U_a}{E_d} = 2\varepsilon, \qquad (7.138)$$

où ΔU_a est la valeur absolue de la chute de tension dans la soupape,

ε sa valeur relative.

La famille de caractéristiques externes du redresseur et de l'onduleur construites d'après cette équation sur la figure 7.83,*b* peut être considérée en même temps comme une famille de caractéristiques mécaniques du moteur, vu que la vitesse de rotation n (tr/mn) du moteur est presque proportionnelle à E_d et son couple moteur, pour un courant d'excitation constant, est proportionnel au courant dans le circuit d'induit.

Pour un couple moteur requis M_n du dispositif de commande, le point de fonctionnement est situé sur la caractéristique externe du redresseur (caractéristique mécanique du moteur qui lie le couple sur l'arbre à la vitesse de rotation n du moteur). Si ce point est représenté, par exemple, par n'_1, la vitesse du moteur augmente lorsque la charge est supprimée et, pour cette raison, le point de fonctionnement du redresseur se déplace vers la gauche sur la caractéristique. Cela correspond à une diminution du courant absorbé par le moteur. Pour un minimum de courant le convertisseur passe à la marche en onduleur. Dans le dispositif de commande il apparaît alors un couple de freinage. Pour obtenir le temps de freinage minimal, on fait augmenter progressivement l'angle d'avance β de l'onduleur au fur et à mesure que la vitesse du générateur diminue. En régime de freinage forcé le point de fonctionnement se déplace suivant une courbe en zigzag (partie gauche de la figure 7.83,*b*) qui comprend des portions intermédiaires en pointillé et des portions des caractéristiques de l'onduleur.

Lorsque le convertisseur est réalisé suivant un montage croisé il est possible de faire changer le sens de rotation du moteur. Le

réglage des angles de commande s'en trouve alors modifié: dans l'onduleur on passe des angles β aux angles α et dans le redresseur les angles α sont remplacés par les angles β.

§ 7.17. Principaux éléments et classification des onduleurs autonomes et des convertisseurs de fréquence

On examine ensemble les onduleurs autonomes et les convertisseurs de fréquence car dans un grand nombre de types de convertisseurs de fréquence l'onduleur autonome figure comme élément principal (fig. 7.84,*a*). L'autre élément d'un tel convertisseur est un redresseur qui transforme le courant alternatif (monophasé ou triphasé) de fréquence industrielle en courant continu qui alimente

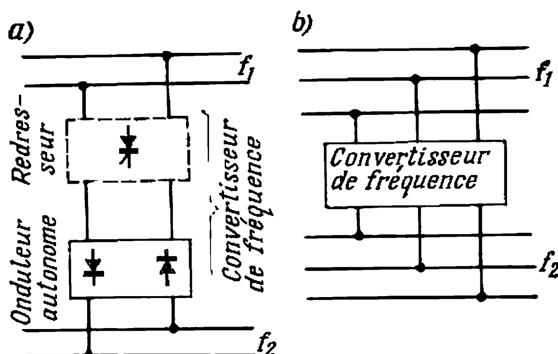


Fig. 7.84. Schémas fonctionnels des convertisseurs de fréquence: *a*—à élément intermédiaire à courant continu; *b*—à couplage direct

l'onduleur. De cette façon, en combinant un redresseur et un onduleur, on obtient la conversion du courant alternatif d'une fréquence (généralement industrielle) en courant alternatif d'une autre fréquence (non industrielle).

L'existence dans le convertisseur de fréquence de deux éléments liés entre eux par un canal à courant continu est le principal indice de classification de convertisseurs de ce genre. On utilise aussi des convertisseurs de fréquence à couplage direct entre les systèmes (fig. 7.84,*b*).

Les onduleurs autonomes sont utilisés aussi comme dispositifs indépendants lorsqu'on emploie comme source de puissance des sources à courant continu (batteries d'accumulateurs, générateurs magnétohydrodynamiques, sources photoélectriques de courant, etc.).

Le schéma et le régime de fonctionnement d'un onduleur autonome dépendent du genre du récepteur et des conditions auxquelles

doivent répondre les grandeurs de sortie de l'onduleur ou le convertisseur de fréquence.

Pour certains récepteurs parmi lesquels on peut classer les réseaux de bord, les tubes luminescents à haute fréquence, les vibreurs électromagnétiques, etc., la fréquence du courant fourni par l'onduleur reste invariable. Les principales exigences présentées par de tels récepteurs à l'onduleur sont : 1) une forme sinusoïdale de la courbe de tension de sortie, 2) une caractéristique externe à pente douce qui assure une faible variation de la tension de sortie lors de la variation du courant de charge.

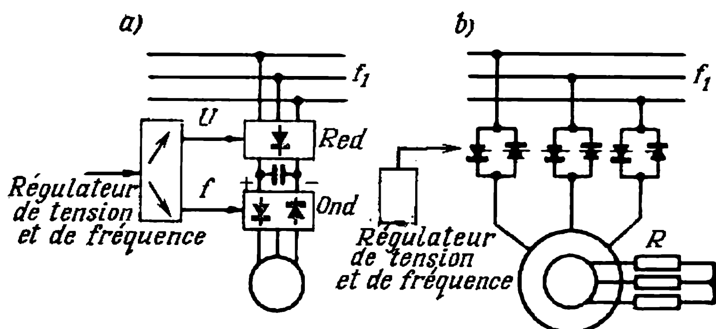


Fig. 7.85. Schémas fonctionnels des convertisseurs de fréquence pour une commande à courant alternatif:

a—à élément intermédiaire à courant continu ; *b*—à couplage direct

Les moteurs (synchrones et asynchrones) de commande constituent une autre classe très répandue de récepteurs de courant alternatif. Dans les commandes électriques réglables, le convertisseur de fréquence et, par conséquent, l'onduleur doit assurer, en plus de la forme sinusoïdale de la courbe de tension de sortie, la possibilité de faire varier la fréquence dans des limites suffisamment larges. Ceci est directement lié à la nécessité de régler la tension alternative amenée au moteur. Dans les convertisseurs à élément intermédiaire à courant continu (fig. 7.85,*a*), la variation de la tension de sortie est assurée par réglage de la tension continue appliquée à l'onduleur.

Le schéma fonctionnel d'un convertisseur de fréquence à couplage direct est indiqué sur la figure 7.85,*b*.

Le réglage de fréquence des onduleurs autonomes est assuré par la variation de la fréquence des impulsions de courant de commande appliquées aux soupapes. La variation de la tension de sortie des redresseurs est obtenue par variation de l'angle de commande des soupapes. Généralement, les deux systèmes de réglage sont réunis dans un bloc commun automatique (à gauche sur la figure 7.85,*a*).

Les différentes exigences imposées par les récepteurs aux convertisseurs de fréquence et à l'onduleur autonome utilisé comme élément de sortie régissent le choix du schéma du convertisseur et son régime de fonctionnement.

On distingue les schémas d'onduleurs autonomes d'après trois indices principaux:

1) le mode de couplage avec la source d'alimentation (bloc de gauche sur la figure 7.86);

2) le schéma de l'ensemble principal qui remplit les fonctions d'un élément de commutation (bloc central sur la figure 7.86);

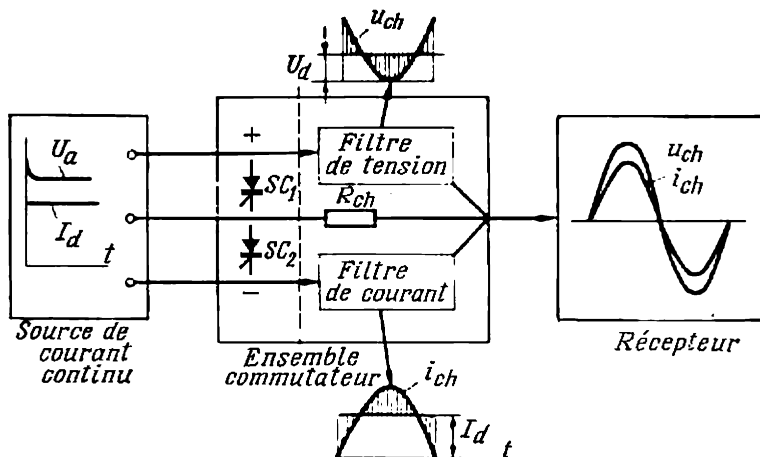


Fig. 7.86. Schéma fonctionnel d'un onduleur autonome

3) le genre et la disposition de filtres d'harmoniques supérieurs introduits dans le schéma dans le but d'obtenir dans le circuit d'utilisation de l'onduleur des courbes de courant et de tension de forme sinusoïdale (bloc de droite sur la figure 7.86).

D'après le mode de couplage avec la source d'alimentation et le genre de filtres qui suppriment la composante continue et ne laissent passer à la sortie de l'onduleur autonome que le signal sinusoïdal, on distingue deux principaux types d'onduleurs: onduleur de courant et onduleur de tension. Leur différence est illustrée par les schémas *a* et *b* de la figure 7.87. Le schéma de l'onduleur est représenté par deux éléments dont l'un d'entrée et l'autre de sortie.

La particularité du schéma de l'onduleur de la figure 7.87,*a* est la présence dans l'élément d'entrée d'une forte inductance L_d. Avec une telle forte impédance d'entrée, la source d'alimentation fonctionne comme source de courant. Pour cette raison, un onduleur construit suivant ce schéma est appelé *onduleur de courant*. La gran-

deur primaire, imposée, y est représentée par le courant dont la variation dans le temps, après l'organe de commutation, est déterminée par un rectangle de signe variable. Un filtre passe-haut est

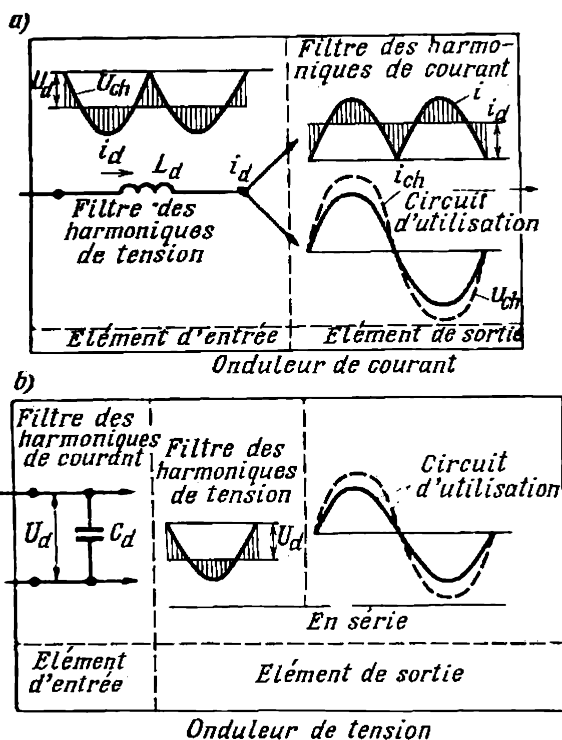


Fig. 7.87. Schémas fonctionnels:
a—d'un onduleur de courant; *b*—d'un onduleur de tension

placé dans l'élément de sortie de l'onduleur en parallèle avec le circuit d'utilisation. Cela supprime les harmoniques supérieurs de courant dans le circuit d'utilisation.

Avec une résistance de charge linéaire, au courant sinusoïdal correspond une tension sinusoïdale à la sortie de l'onduleur. La différence entre la tension continue d'entrée et la tension sinusoïdale de sortie est reçue par l'inductance d'entrée qui joue, dans l'onduleur de courant, le rôle de filtre d'harmoniques supérieurs de tension.

Une particularité du schéma de l'onduleur représenté par la figure 7.87,*b* est l'emploi d'un condensateur C_d de capacité assez grande dans l'élément d'entrée de l'onduleur. Ce condensateur main-

tient à peu près constante la tension à l'entrée de l'onduleur, ce qui fait que la source d'alimentation de l'onduleur se comporte comme source de tension. Un tel onduleur est appelé *onduleur de tension*. On assure la forme sinusoïdale de la tension de sortie dans un tel onduleur en introduisant dans son élément de sortie, en série avec le circuit d'utilisation, un filtre d'harmoniques supérieurs de tension. Une courbe de tension de sortie suffisamment proche d'une sinusoïde peut être obtenue dans un onduleur de tension également par modulation de la tension de sortie rectangulaire.

La différence entre le courant sinusoïdal de sortie et le courant d'entrée qui est continu dans les limites d'une demi-période est

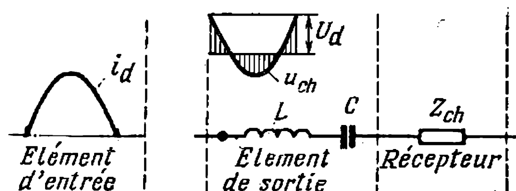


Fig. 7.88. Schéma fonctionnel d'un onduleur comportant un circuit à résonance série

reçue par le condensateur C_d qui lie la source d'alimentation à l'élément d'entrée de l'onduleur en assurant les fonctions d'un filtre d'harmoniques supérieurs de courant.

Il est à noter que la classification des onduleurs en onduleurs de courant ou en onduleurs de tension serait rigoureuse si on avait dans les onduleurs de premier type $L_d = \infty$ et dans les onduleurs de deuxième type $C_d = \infty$. Mais puisque dans chaque montage réel ces grandeurs sont finies, on n'obtient, même pour des valeurs suffisamment grandes de L_d ou C_d, qu'une plus ou moins bonne approximation du type voulu. Les onduleurs dont les éléments L_d et C_d ne sont pas grands occupent une place intermédiaire entre les onduleurs de courant et ceux de tension.

Le principal ensemble d'un onduleur autonome qui remplit les fonctions d'un dispositif commutateur transformant le courant continu en courant alternatif (monophasé ou triphasé) utilise les mêmes schémas de base que nous avons examinés relativement aux redresseurs et aux onduleurs pilotés par le réseau. Assez répandus sont les onduleurs autonomes construits d'après les schémas comprenant des circuits oscillants résonnants (fig. 7.88). A l'aide de tels circuits, les onduleurs produisent des courants et des tensions sinusoïdaux sans filtres complémentaires.

Les onduleurs à circuit oscillant dans l'élément principal occupent une place intermédiaire entre l'onduleur de courant et celui de tension.

La structure du schéma principal d'un onduleur est sérieusement affectée par les éléments utilisés pour le transfert du courant d'une soupape à une autre, c'est-à-dire pour la commutation du courant.

D'après les méthodes utilisées pour la commutation et la conservation sur une soupape de la tension négative durant le temps nécessaire au retour à l'état bloqué, les onduleurs autonomes diffèrent radicalement des onduleurs pilotés par le réseau. Dans ces derniers, comme nous l'avons vu, la commutation est réalisée par

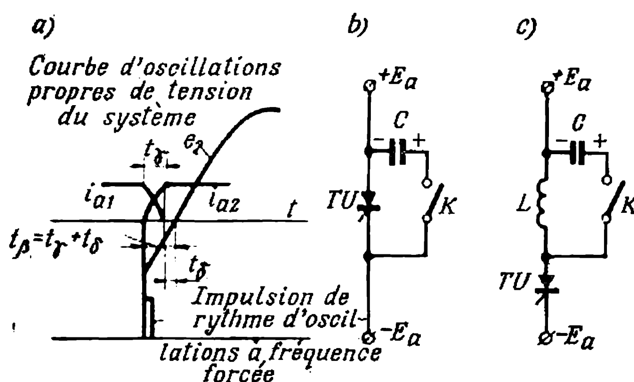


Fig. 7.89. Courbes de tension et de courant durant la période de commutation dans un onduleur autonome (*a*) ; commutation par courant opposé (*b*) ; commutation par tension opposée (*c*)

la tension du réseau (commutation naturelle) dont la valeur voulue est obtenue par le choix judicieux de l'angle d'avance β (fig. 7.89,*a*).

Dans les onduleurs autonomes une telle tension est absente dans le réseau récepteur. Pour cette raison, afin d'assurer la commutation du courant, on introduit dans le schéma d'un onduleur autonome des éléments complémentaires (condensateurs et inductances) à l'aide desquels sont créées les tensions requises pour la commutation du courant. Une telle commutation est généralement appelée commutation artificielle, ou forcée.

Les schémas *b* et *c* de la figure 7.89 illustrent deux modes de réalisation de la commutation artificielle du courant. Dans le premier cas (fig. 7.89,*b*), on réalise la commutation en laissant passer par la soupape qui doit se bloquer un courant opposé en provenance d'un condensateur *C* préalablement chargé et ayant la polarité indiquée sur le schéma. Les fonctions du commutateur qui ferme le circuit du condensateur sont généralement assurées par un transistor ou un thyristor. Après la cessation du courant dans la soupape, la tension résiduelle du condensateur maintient sur la soupape la

tension négative (et parfois la tension zéro) pendant le temps t_θ nécessaire pour rétablir l'état bloqué de la soupape.

Dans le second cas (fig. 7.89,*c*), la diminution du courant jusqu'à zéro et la conservation de la tension négative aux bornes de la soupape sont assurées par injection dans le circuit de la soupape, par l'intermédiaire de l'inductance L, d'une tension négative provenant du condensateur C. Par sa valeur absolue, la tension négative doit

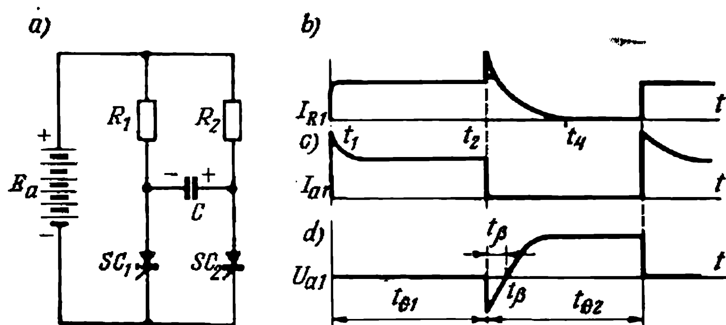


Fig. 7.90. Ensemble de commutation pour le blocage de la soupape par un courant opposé :
a—schéma ; *b*, *c* et *d*—courbes de courants et de tension

dépasser la tension d'alimentation du circuit et la durée de son action ne doit pas être inférieure au temps t_θ nécessaire au retour à l'état bloqué.

A titre d'exemple de réalisation pratique du premier mode de commutation (le plus répandu) on peut indiquer le schéma de la figure 7.90,*a*. Il ne diffère pas du schéma de la figure 6.39,*b* examiné précédemment relativement aux circuits comportant des soupapes à gaz.

Lorsqu'à l'instant t_1 (fig. 7.90,*b*) la soupape commandée SC_1 est débloquée par une impulsion de commande, elle est parcourue à la fois par le courant du circuit d'utilisation passant par la résistance R_1 et le courant de charge du condensateur passant par la résistance R_2. Après le déblocage, à l'instant t_2, de la soupape SC_2, le courant de décharge du condensateur (dont la polarité est indiquée par les signes « + » et « — ») commute, pendant un temps très court, le courant dans les soupapes en débloquant la soupape SC_2 et en bloquant la soupape SC_1 (fig. 7.90,*c*). La tension à cette dernière reste négative (fig. 7.90,*d*) jusqu'à une nouvelle charge du condensateur par une tension de polarité opposée. La constante de temps du circuit RC est reglée à une valeur suffisante pour obtenir une durée de la tension négative non inférieure au temps t_θ nécessaire pour rétablir l'état bloqué de la soupape.

Deux autres moyens de réalisation du premier mode de commutation du courant à l'aide d'un circuit oscillant LC ont été indiqués figure 6.46,*a* et *b*.

La réalisation pratique du deuxième mode de commutation du courant est indiquée par le schéma de la figure 7.91,*a*. En même temps que le courant passe par la soupape SC_1 (fig. 7.91,*b*) le condensateur C se charge à travers la diode D et l'inductance L_1. Lorsque

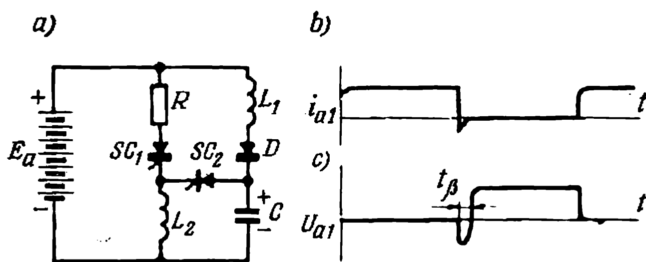


Fig. 7.91. Ensemble de commutation pour le blocage de la soupape par une tension opposée:
a—schéma ; *b* et *c*—courbes de courant et de tension

la soupape SC_2 devient conductrice, le courant de décharge du condensateur C passe par l'inductance L_2 et une tension négative excédentaire apparaît aux bornes de la soupape SC_1 en la faisant revenir au blocage (fig. 7.91,*c*).

Suivant la version choisie du schéma principal de conversion du courant continu en courant alternatif, on y introduit des ensembles individuels ou collectifs de commutation du courant.

En plus de la commutation à un temps, caractérisé par le transfert direct du courant depuis la soupape qui se bloque à la soupape suivante, on utilise aussi dans les onduleurs la commutation à deux temps qui consiste à débloquer d'abord, pour un petit intervalle de temps, une soupape auxiliaire et ensuite la soupape principale suivante.

§ 7.18. Variantes typiques de réalisation des onduleurs autonomes

D'après les paramètres adoptés pour la classification des onduleurs autonomes dans le paragraphe précédent, examinons quelques réalisations pratiques.

a) Onduleur à condensateur série (à circuit résonnant)

Lorsqu'un onduleur doit produire un courant alternatif à fréquence élevée (de 300 à 10 000 Hz) invariable ou variant peu, la version la plus simple de sa réalisation est représentée par le schéma

dont le principal ensemble possède un condensateur placé en série avec une inductance, ces deux éléments formant un circuit oscillant (fig. 7.92,*a*).

Dans le schéma indiqué d'un onduleur monophasé qui comprend deux soupapes commandées SC_1 et SC_2, la puissance est transmise depuis la source de courant continu au circuit d'utilisation seulement durant une alternance, lorsque la soupape SC_1 est conductrice

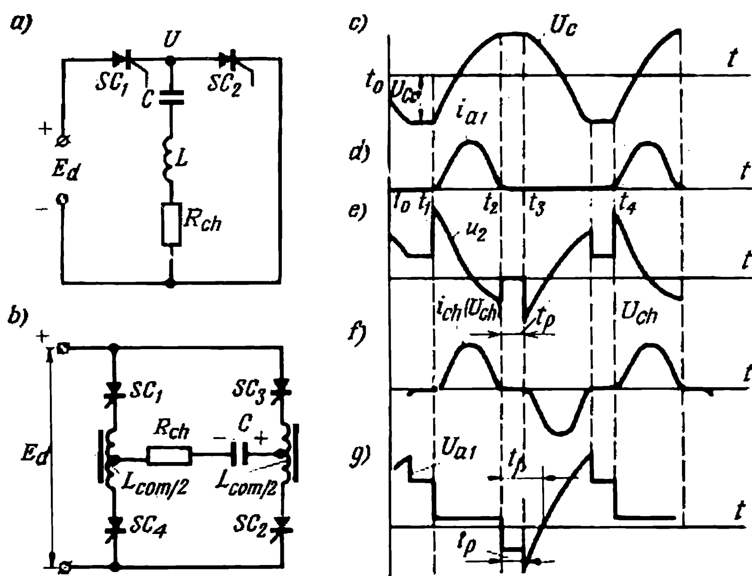


Fig. 7.92. Onduleur à circuit à résonance série:

a—circuit d'alimentation à une alternance; *b*—montage monophasé en pont; *c*, *e* et *g*—courbes des tensions aux bornes du condensateur, de la bobine et de la soupape; *d* et *f*—courbes des courants dans la soupape et la charge

et la soupape SC_2 est à l'état bloqué. Durant cette alternance, la source fournit de la puissance non seulement à la résistance d'utilisation mais aussi au condensateur qui accumule de l'énergie.

Durant l'alternance suivante, lorsque la soupape SC_1 est bloquée et la soupape SC_2 conduit le condensateur livre l'énergie accumulée à la résistance d'utilisation. Le récepteur (la charge) reçoit donc de l'énergie durant toute la période.

La soupape SC_1 est automatiquement bloquée à la fin de la première alternance, lorsque la tension aux bornes du condensateur atteint sa valeur maximale. Lorsque la soupape SC_2 conduit, le condensateur arrive non seulement à se décharger mais aussi à se charger de nouveau grâce à l'existence d'une inductance dans

le circuit. En régime permanent, aux bornes du condensateur apparaît une composante continue de tension égale à $E_d/2$. Grâce au régime oscillatoire, les courbes de courant et de tension aux bornes de la résistance d'utilisation sont assez proches d'une sinusoïde.

Dans le schéma considéré, la durée de la période d'oscillations propres est réglée à une valeur suffisamment proche de la période de répétition des impulsions de commande (fréquence forcée) par le choix convenable des paramètres du circuit oscillant. Généralement, on choisit la durée d'une demi-période des oscillations propres de façon qu'elle soit un peu inférieure à la durée d'une demi-période des oscillations forcées, ce qui permet d'accroître le temps dont disposent les soupapes pour le retour à l'état bloqué. Ceci est particulièrement important lorsque les soupapes fonctionnent dans une gamme de fréquences élevées.

La source alimentant un onduleur exécuté suivant le schéma de la figure 7.92,*a* fonctionne en régime intermittent et la tension aux bornes du condensateur atteint des valeurs dépassant considérablement la tension d'alimentation E_d. C'est un défaut sérieux de ce schéma.

Ce défaut est éliminé dans le montage en pont indiqué sur la figure 7.92,*b*. Dans ce montage, non seulement la charge de la source d'alimentation est rendue symétrique par alternances, mais aussi la tension moyenne aux bornes du condensateur est diminuée et lorsque $f_{com} > f_{propre}$ le régime de commutation est amélioré grâce à l'utilisation de la f.é.m. d'induction mutuelle dans deux sections des inductances de commutation L_{com}.

Les diagrammes *c* à *g* de la figure 7.92 montrent le régime de fonctionnement du montage lorsque la durée de la demi-période des oscillations propres est un peu inférieure à celle de la demi-période des oscillations forcées. A l'instant t_1, qui correspond au déblocage de la première paire de soupapes SC_1 et SC_2, le condensateur C est chargé pendant la demi-période précédente à une tension U_{C0} (fig. 7.92,*c*) dont la polarité est indiquée par les signes « + » et « — » sur la figure 7.92,*b*.

Après le déblocage des soupapes SC_1 et SC_2, elles sont traversées, ainsi que la résistance de charge R_{ch}, par un courant i_{a1} (fig. 7.92,*d*) qui croît d'abord et ensuite commence à diminuer par suite du régime oscillatoire du circuit, en chargeant le condensateur C à une tension U_C de polarité opposée.

Simultanément avec l'accroissement du courant i_{a1}, il apparaît une tension U_L sur les inductances $L_{com}/2$ (fig. 7.92,*e*) qui laissent passer le courant des soupapes. Lorsque les courants i_{a1} et i_{a2} atteignent leur maximum, les tensions aux bornes des inductances diminuent jusqu'à zéro et ensuite la polarité de ces tensions change. A l'instant où le courant i_{a1} tombe à zéro, la tension aux bornes des inductances devient égale en valeur absolue et opposée

en signe à la différence entre la tension U_C aux bornes du condensateur et la tension E_d de la source d'alimentation. Jusqu'à l'instant de déblocage des soupapes SC_3 et SC_4 une pause égale à t_p a lieu.

Les variations des courants et de la tension durant la deuxième demi-période sont analogues à celles pendant la première demi-période.

La courbe de courant alternatif de sortie i_{ch} (fig. 7.92,*f*) est déterminée par les courants de sens opposé des soupapes. La courbe de tension alternative à la sortie de l'onduleur, avec une charge purement ohmique, est analogue à la courbe de courant de charge.

La courbe de tension aux bornes de la soupape est indiquée sur la figure 7.92,*g*. Tant que la soupape est conductrice, la tension ΔU_a à ses bornes est très petite. Lorsque la soupape passe à l'état bloqué, elle est portée durant la pause t_p à une tension négative égale à peu près à la moitié de la différence entre la tension U_C aux bornes du condensateur et la tension E_d de la source, et ensuite, lorsque l'autre paire de soupapes entre en jeu, la tension négative aux bornes de la soupape bloquée augmente par suite de l'apparition d'une f.é.m. d'induction mutuelle due au courant croissant dans les sections contiguës de l'inductance de commutation. La durée totale de la tension négative aux bornes de la soupape bloquée croît dans ce cas. Cela augmente le temps disponible pour le rétablissement de l'état bloqué de la soupape.

En cas de variation du courant de charge, la pause t_p ne reste pas invariable parce qu'avec la variation de R, la période des oscillations propres du circuit oscillant change:

$$f_0 = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}. \qquad (7.139)$$

La pause t_p peut être réduite à zéro et même un recouvrement des courbes de courants anodiques est tolérable à condition que la durée de la tension négative qui apparaît par suite de l'induction mutuelle soit suffisante pour satisfaire à l'équation:

$$t_{\beta\,\min} = t_\gamma + t_\theta. \qquad (7.140)$$

Tant que la courbe de courant redressé reste discontinue, la durée angulaire de commutation $t_\gamma = 0$. Dans ce cas:

$$t_{\beta\,\min} = t_\theta. \qquad (7.140a)$$

La pause $t_p = 0$ caractérise le régime limite entre le régime oscillatoire et le régime apériodique. Ce régime limite a lieu pour

une résistance de charge critique donnée par:

$$R_{d\,\mathrm{cr}} = 2\sqrt{\frac{1}{L_{\mathrm{com}}C}}\,L_{\mathrm{com}} = 2\omega_0 L_{\mathrm{com}} = 2X_L = 2X_C. \quad (7.141)$$

D'après la formule (7.141) on choisit L_{com} et C en accordant le circuit en régime critique lorsque la courbe de tension de sortie est proche d'une sinusoïde.

L'onduleur décroche lorsque $t_{\beta\,\min}$ ne satisfait pas à la condition (7.140). Si la résistance de charge de l'onduleur est supérieure à $R_{d\,\mathrm{cr}}$, la durée d'une demi-période des oscillations propres dépasse celle d'une demi-période des oscillations forcées, la commutation normale cesse d'être assurée et l'onduleur décroche.

Cela s'explique par le fait que l'onduleur comportant un circuit oscillant LC monté en série ne peut pas fonctionner à vide.

Lorsqu'il est nécessaire de stabiliser le fonctionnement de l'onduleur en régime de faibles courants de charge (de grandes résistances de charge), le schéma d'un onduleur à circuit oscillant en série est complété par un condensateur mis en parallèle (fig. 7.93).

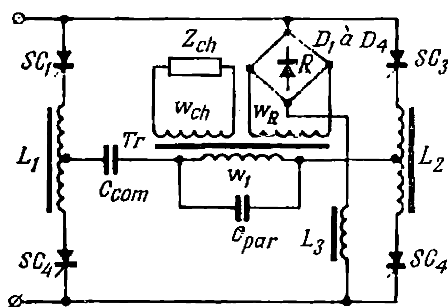


Fig. 7.93. Schéma d'un onduleur série-parallèle avec redresseur de courant de retour

L'onduleur série devient alors un onduleur série-parallèle.

En plus de l'élargissement de la gamme de résistances de charge dans le domaine de faibles courants, le condensateur mis en parallèle améliore aussi la forme de la courbe de tension de sortie, en la rendant plus proche d'une sinusoïde.

Dans le schéma de la figure 7.93, en plus du condensateur parallèle, on trouve encore un redresseur R de courant de retour connecté aux barres d'alimentation à courant continu. Ce redresseur laisse passer le courant de retour vers la source d'alimentation quand la tension dans le circuit d'utilisation de l'onduleur commence à dépasser la tension d'alimentation. On stabilise ainsi la tension de sortie de l'onduleur et on crée un chemin pour le retour du courant réactif (de la puissance réactive) dans le circuit d'alimentation. Les soupapes ou les redresseurs de courant de retour sont souvent utilisés dans d'autres types d'onduleurs autonomes, surtout dans les onduleurs de tension dont ils font partie intégrante, ce que nous montrerons plus loin.

b) Onduleur de courant à condensateur parallèle. Passage à l'onduleur de tension

Le schéma d'un onduleur de courant à deux alternances à neutre sorti est indiqué sur la figure 7.94,*a*. Le condensateur est connecté parallèlement aux enroulements primaires w_1 du transformateur. Dans un onduleur autonome, à la différence d'un onduleur piloté par le réseau, les enroulements reliés aux soupapes sont considérés comme enroulements primaires vu que le flux de puissance passe

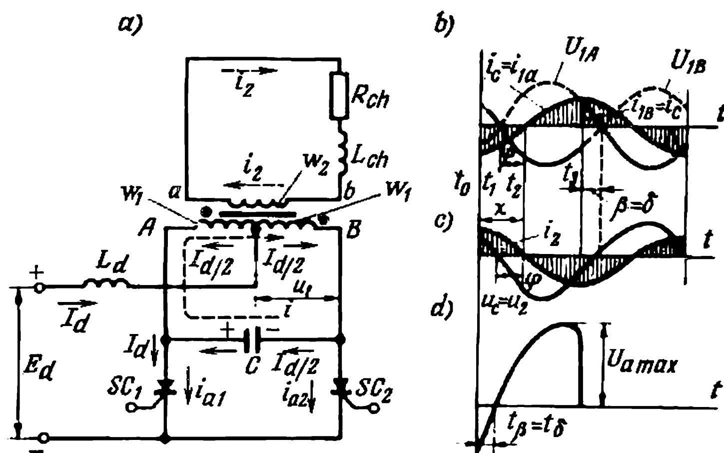


Fig. 7.94. Onduleur de courant à condensateur parallèle de forte capacité : *a*—schéma ; *b*, *c* et *d*—courbes de tensions et de courants

de la source de courant continu dans le circuit d'utilisation à courant alternatif tandis que les enroulements réunis aux résistances de charge sont dits enroulements secondaires.

Dans le schéma considéré la résistance ohmique est mise en série avec l'inductance mais le régime de fonctionnement du schéma ne varie pas lorsque la résistance ohmique R_{ch} est montée en parallèle sur l'inductance.

La valeur de l'inductance d'entrée L_d qui joue dans les onduleurs de courant le rôle d'un filtre d'harmoniques supérieurs de tension, faisant partie de la courbe qui est la différence entre la tension continue (d'entrée) et la tension sinusoïdale (de sortie), est choisie suffisamment grande (théoriquement, infiniment grande).

Dans ce cas le convertisseur est un onduleur de courant.

Le condensateur placé en parallèle doit avoir une capacité suffisamment grande, car il doit non seulement filtrer les harmoniques

supérieurs de courant mais aussi envoyer un courant réactif dans la charge ohmique et inductive de l'onduleur.

L'existence d'un filtre de tension à l'entrée de l'onduleur (dans l'élément d'entrée) et d'un filtre de courant dans l'élément de sortie permet de ne considérer, lors de l'analyse du régime de fonctionnement, que les harmoniques fondamentaux de courant et de tension.

Les diagrammes traduisant la variation de ces composantes dans le temps sont indiqués sur la figure 7.94,*b*, *c*, *d*.

L'instant initial t_0 se rapporte au déblocage de la soupape SC_1 par une impulsion de commande. Avant l'instant t_0 le condensateur C est chargé avec la polarité indiquée par les signes « + » et « — » (fig. 7.94,*a*).

Après le déblocage de la soupape SC_1 le condensateur se décharge dans les soupapes SC_1 et SC_2 et les enroulements primaires du transformateur. En ce cas, le courant de la soupape SC_1 croît rapidement (théoriquement, d'une manière instantanée) jusqu'à sa valeur totale et le courant résultant de la soupape SC_2 tombe à zéro.

En utilisant le principe de superposition, on peut admettre que le courant continu I_d passe par l'enroulement A dans le circuit de la soupape SC_1 et le courant de décharge du condensateur, variable dans le temps, passe en sens inverse par la soupape SC_1, et en sens direct par la soupape SC_2.

Or, en réalité, une partie du courant continu I_d passe par l'enroulement B et le condensateur C, en s'ajoutant ensuite dans le circuit anodique de la soupape SC_1 à l'autre composante du courant I_d. Les composantes de courants et leurs actions électromagnétiques dans le transformateur restent les mêmes que celles obtenues en partant du principe de superposition.

La composante de courant passant par le condensateur tombe à zéro à l'instant t_2 décalé d'un certain angle χ par rapport à l'instant t_0.

Sous l'action de l'énergie magnétique décroissante accumulée dans l'inductance L_{ch} vers l'instant t_2, le courant continue à passer par le condensateur en rechargeant ce dernier. Cette recharge se poursuit jusqu'à l'instant t_3 où la soupape SC_2 devient conductrice et commence à débiter. La valeur finie du courant capacitif $i_C = i_{1A}$ à la fin de la première demi-période est en même temps la valeur initiale du courant capacitif au début de la deuxième demi-période:

$$i_C = i_{1A} = i_{1B}.$$

Comme le courant capacitif est le seul courant alternatif dans les enroulements primaires du transformateur, le courant qui naît dans l'enroulement secondaire est aussi sinusoïdal.

Etant donné l'existence de deux enroulements primaires, le rapport de transformation est déterminé par l'égalité:

$$K_{tr}=\frac{w_2}{2w_1}. \tag{7.142}$$

Si l'on admet que ce rapport est égal à l'unité, le courant dans l'enroulement secondaire est égal au courant dans les enroulements primaires.

La courbe de tension U_2 aux bornes de l'enroulement secondaire du transformateur est en avance d'un angle φ sur la courbe de courant (fig. 7.94,*c*) vu que la charge est ohmique et inductive. Si l'on ne tient pas compte de l'influence du courant à vide, la composante sinusoïdale de la tension primaire est en avance de même angle sur l'harmonique fondamental du courant. A cela correspond le bilan énergétique des puissances actives et réactives dans les circuits d'entrée et de sortie de l'onduleur.

Sur la figure 7.94,*d* est donnée une portion de la courbe de tension aux bornes de la soupape, nécessaire pour évaluer le temps de rétablissement de celle-ci. Elle a été tracée d'après la tension résultante aux bornes des enroulements primaires du transformateur égale à celle aux bornes du condensateur.

La durée de la partie négative de la courbe correspond au temps de rétablissement. La relation entre l'angle d'avance β et l'angle résiduel δ pour $\gamma = 0$ est déterminée par l'égalité:

$$\beta=\delta=\chi-\varphi. \tag{7.143}$$

L'angle χ correspond au temps que prend le courant capacitif pour diminuer jusqu'à zéro (fig. 7.94,*b*). Plus la capacité du condensateur est élevée, plus l'angle χ est important et plus l'angle résiduel de rétablissement δ est grand (pour un facteur de puissance donné $\cos\varphi$ du récepteur).

Les processus de commutation dans un onduleur se déroulent normalement tant que l'angle réel de rétablissement est supérieur à l'angle requis $\theta \leqslant \delta$. Pour cette raison, avec des faibles valeurs du facteur de puissance (pour de grands angles φ), il faut introduire dans l'onduleur du type considéré un condensateur de forte capacité.

On peut obtenir le rapport numérique entre les angles χ, β et φ en construisant un diagramme vectoriel (fig. 7.95,*b*) relatif au schéma équivalent de la figure 7.95,*a*.

Le vecteur de la composante active de l'harmonique fondamental du courant $I_{R(1)}$ dans la charge coïncide avec le vecteur de l'harmonique fondamental de la tension $U_{1(1)}$. Le vecteur de la composante fondamentale du courant de charge total $I_{ch(1)}$ est en retard d'un angle φ sur le vecteur de la tension $U_{1(1)}$ et le vecteur de la composante capacitive du courant $I_{C(1)}$ est en avance sur $U_{1(1)}$

d'un angle de 90°. La valeur du vecteur $I_{C(1)}$ qui dépend de la capacité du condensateur doit être choisie de façon que l'angle d'avance β assure l'angle de rétablissement requis ϑ.

Il résulte du diagramme vectoriel considéré que

$$\operatorname{tg}\beta=\frac{I_C-I_{\text{ch}}\sin\varphi}{I_{\text{ch}}\cos\varphi}. \tag{7.144}$$

La relation entre la tension de sortie et la puissance fournie par l'onduleur à la charge peut être généralisée lorsqu'on utilise la

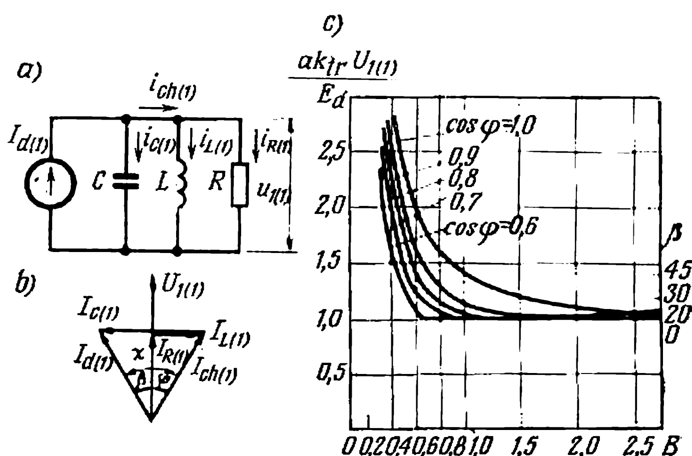


Fig. 7.95. Onduleur de courant à condensateur parallèle:
a—schéma équivalent; *b*—diagramme vectoriel; *c*—caractéristiques externes

formule (7.144) et l'on introduit un facteur de charge égal au rapport de l'admittance de charge $\frac{1}{Z_{\text{ch}}}$ à la susceptance de capacité $\frac{1}{\omega C}$ ramenée au circuit de charge:

$$B=\frac{K_{\text{tr}}}{\omega C Z_{\text{ch}}}. \tag{7.145}$$

Dans l'onduleur autonome, comme dans un onduleur piloté par le réseau, la tension E_d est liée à la tension primaire par la relation:

$$E_d=aK_{\text{tr}}U_1\cos\beta. \tag{7.146}$$

Le coefficient a qui dépend du type de montage lie la valeur efficace de la tension alternative U_1 à la tension E_d. Dans un montage monophasé à deux alternances $a=0{,}9$.

En tenant compte des formules (7.144), (7.145) et (7.146) on arrive à l'expression suivante:

$$\frac{aK_{\mathrm{tr}}U_{1(1)}}{E_d}\sqrt{\left(\frac{1-B\sin\varphi}{B\cos\varphi}\right)^2+1}=\frac{1}{\cos\beta}. \qquad (7.147)$$

D'après cette formule, on a construit sur la figure 7.95,*c* une famille de caractéristiques externes de l'onduleur pour différentes valeurs du facteur de puissance du récepteur. A droite sont portées en ordonnées les valeurs des angles d'avance β.

La montée brusque des caractéristiques externes en cas de suppression de la charge s'explique par le fait que le condensateur

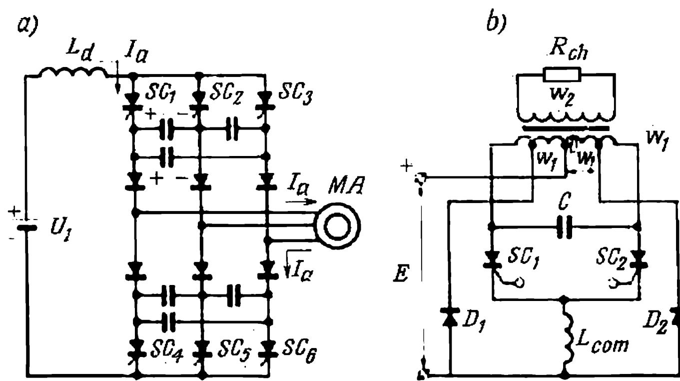


Fig. 7.96. Schémas d'un onduleur triphasé à diodes de coupure (*a*) et d'un onduleur à diodes à courant de retour (*b*)

prévu pour produire la puissance réactive à pleine charge contient un excédent de puissance en cas de faibles courants et, pour cette raison, la tension à ses bornes croît. Ce défaut est éliminé, dans une certaine mesure, lorsqu'un onduleur à condensateur parallèle de forte capacité est utilisé dans les convertisseurs de fréquence dans lesquels la tension continue appliquée à l'onduleur peut être réglée dans de larges limites. Sur la figure 7.96,*a* est représenté le schéma d'une variante de l'onduleur triphasé. Il présente la particularité qu'en série avec les soupapes commandées après la connexion des condensateurs sont branchées des diodes. Elles sont destinées à limiter dans le domaine de faibles fréquences la durée de décharge des condensateurs dans le circuit d'utilisation par son blocage par l'une des diodes faisant partie de ce circuit. Cela permet d'utiliser des condensateurs de capacité beaucoup plus faible que celle qui serait nécessaire avec de faibles fréquences. Les diodes complémentaires qui bloquent durant un certain temps le circuit d'utilisation sont appelées *diodes de coupure*.

En assurant la commutation pour des capacités plus faibles, les diodes de coupure ne peuvent tout de même pas résoudre le problème d'équilibre de la puissance réactive dans le circuit d'utilisation. Ce problème est résolu dans le montage schématisé par la figure 7.96,*b* dans lequel l'énergie accumulée dans les éléments inductifs de la charge revient directement à la source d'alimentation de l'onduleur (source de courant continu) à travers les diodes à courant de retour D_1 et D_2. La connexion de ces diodes non pas aux extrémités libres des enroulements primaires w_1 mais aux prises de ces enroulements w'_1 s'explique par l'utilisation des f.é.m. opposées induites dans les parties extrémales des enroulements primaires pour faire revenir l'énergie excédentaire depuis l'inductance cathodique relativement faible L_{com}. L'énergie d'une telle inductance, en l'absence de dérivation de la puissance, augmenterait progressivement par suite de la fourniture périodique à cette inductance de la puissance accumulée par le condensateur C commutateur de courant.

L'inductance L_{com} est transférée du circuit anodique dans le circuit cathodique afin que les diodes à courant de retour puissent fonctionner sans un accroissement notable de la tension de sortie de l'onduleur.

Les faibles valeurs de l'inductance de la bobine et de la capacité du condensateur affaiblissent leur effet de filtrage et, pour cette raison, le montage considéré occupe une place intermédiaire entre un onduleur de courant et un onduleur de tension.

c) *Onduleurs de tension*

Il est commode d'examiner les particularités de montage et le fonctionnement des onduleurs de tension (voir fig. 7.87,*b*) lorsqu'ils sont réalisés suivant un schéma monophasé en pont indiqué sur la figure 7.97,*a*.

La source d'alimentation E_d fournit à la résistance de charge durant une alternance, où les soupapes SC_1 et SC_2 sont débloquées, la tension d'une polarité et durant l'autre alternance, lorsque les soupapes SC_3 et SC_4 sont débloquées, une tension de polarité opposée.

La tension de sortie U_{ch} est égale en valeur (si l'on néglige la chute de tension interne dans les soupapes) à la tension E_d de la source d'alimentation. La tension de sortie U_{ch} (fig. 7.97,*c*) est une suite de rectangles de signes opposés alternants. Si une telle forme de la courbe ne convient pas au récepteur (à la charge), on cherche, à l'aide des éléments auxiliaires (filtres) introduits dans l'onduleur ou par modulation (variation de la forme de la courbe de la tension de sortie), à la rendre aussi proche que possible d'une sinusoïde $U_{ch(1)}$ (courbe en pointillé sur la figure 7.97,*c*).

La figure 7.97,*b* montre un filtre simple F comprenant une inductance montée en série avec la charge et une capacité en parallèle.

Les filtres simples n'arrêtent pas de façon suffisante les harmoniques supérieurs faisant partie de la tension de différence entre la tension continue et la tension sinusoïdale (cette courbe est caractérisée par les ordonnées des aires hachurées sur la figure 7.97,*c*). Des filtres plus efficaces compliquent considérablement le schéma de l'onduleur et, pour cette raison, dans certains types modernes

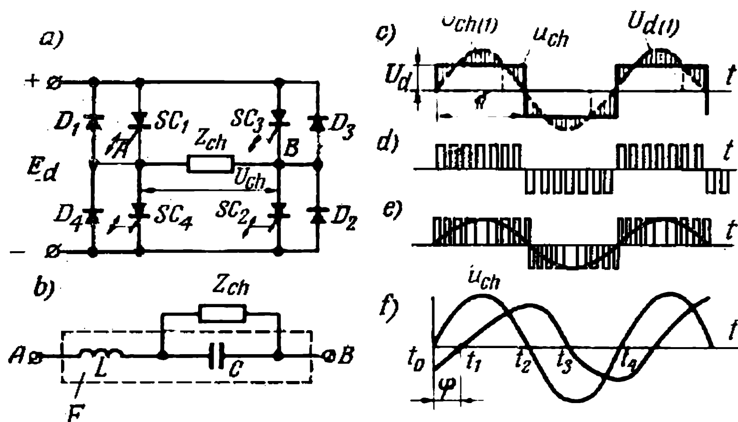


Fig. 7.97. Onduleur de tension monophasé en pont :
a—à diodes à courant de retour ; *b*—filtre des harmoniques supérieurs de tension ; *c* à *f*—courbes de tension et de courant

d'onduleurs de tension on cherche à obtenir à la sortie de l'onduleur une courbe de tension voisine d'une sinusoïde par modulation de la tension continue.

La modulation la plus simple permettant de régler la valeur de la tension de sortie consiste à faire varier la durée de la partie conductrice de la période dans la courbe de la tension de sortie (limites en pointillé sur la figure 7.97,*c*). Si l'on utilise un régime discontinu à durée invariable des impulsions et des intervalles (fig. 7.97,*d*) ou à largeur variable des impulsions et des intervalles (modulation d'impulsions en durée) comme sur la figure 7.97,*d*, on peut non seulement assurer le réglage de la tension de sortie mais aussi limiter le spectre d'harmoniques supérieurs dans la courbe de la tension de sortie.

La teneur minimale du spectre en harmoniques supérieurs et leurs amplitudes minimales, c'est-à-dire la forme de la tension de sortie la plus proche d'une sinusoïde, sont obtenues lorsque les intervalles entre les impulsions ne sont pas identiques et leur durée varie suivant une sinusoïde (fig. 7.97,*e*). On observe ces indications si l'on emploie la modulation d'impulsions en durée.

La différence entre la courbe rectangulaire et l'harmonique fondamental est supprimée par les éléments inductifs faisant partie du circuit de l'onduleur.

L'autre particularité principale du régime de fonctionnement des onduleurs de tension est le mode de maintien de l'équilibre de puissance dans les éléments réactifs de la charge (de préférence, dans les éléments inductifs vu qu'avec une charge active et capacitive les onduleurs de tension fonctionnent de façon peu satisfaisante). On emploie à cette fin les diodes à courant de retour D_1, D_2, D_3 et D_4. Ces diodes entrent en jeu lorsque les valeurs instantanées des courants ont un sens opposé aux valeurs instantanées de la tension (fig. 7.97,*f*) et la puissance réactive revient depuis les éléments inductifs de la charge vers la source d'alimentation. Les conditions de restitution par les diodes de la puissance à la source d'alimentation sont plus favorables dans les onduleurs de tension car la tension à leur entrée est constante.

Les soupapes convenant le mieux pour les onduleurs de tension sont les soupapes commandées. Ce sont les transistors et les thyristors biopérationnels que l'on peut bloquer ou débloquer à n'importe quel instant, comme cela est exigé par les conditions de commutation. Ceci est particulièrement important pour les onduleurs de tension à modulation dont le blocage et le déblocage doivent s'opérer plusieurs fois durant une période.

Vu que la puissance nominale des transitors est limitée et les thyristors biopérationnels sont pour le moment fabriqués pour de faibles puissances, l'opération de blocage dans les onduleurs de tension prévus pour une forte puissance est assurée à l'aide des ensembles de commutation artificielle des courants.

La figure 7.98,*a* montre une variante de schéma à ensemble de commutation collectif comprenant une inductance L_{com} et un condensateur C_{com} avec deux soupapes qui laissent passer le courant de charge à tour de rôle. Ce schéma à deux alternances sans transformateur est réalisé avec une source de courant continu (batterie d'accumulateurs) à point neutre (milieu) sorti.

Avec deux sections réalisées suivant le schéma indiqué on compose un montage en pont à charge branchée entre les sections et avec trois sections identiques on fait un montage triphasé en pont, la charge de l'onduleur étant branchée en étoile.

Dans le schéma de la figure 7.98,*a*, l'ensemble de commutation comprend en plus de la capacité C_{com} et de l'inductance L_{com} des soupapes auxiliaires S_{com1} et S_{com2}.

La commutation du courant dans le schéma indiqué commence lorsque la soupape auxiliaire (de commutation), par exemple S_{com1}, est débloquée et lorsqu'il faut couper le courant dans la soupape principale SC_1. Sous l'action du condensateur C_{com} chargé durant la demi-période précédente, un courant de commutation i_{com} passe

par le circuit de commutation (tracé en pointillé) comprenant la soupape auxiliaire S_{com1}, le condensateur C_{com}, l'inductance L_{com} et les soupapes SC_1 et D_1 branchées en parallèle en sens opposés.

L'amplitude de ce courant $I_{com\ max}$ doit être supérieure à la valeur maximale du courant de charge $I_{ch\ max}$ (fig. 7.98,*b*).

A l'instant t_1 lorsque le courant de commutation i_{com} devient égal au courant de charge i_{ch}, le courant résultant dans la soupape en fonctionnement SC_1 s'annule (fig. 7.98,*a*). Après l'instant t_1, le courant de commutation i_{com} continue à passer, en se divisant après le point N, pour suivre deux itinéraires: le circuit de charge

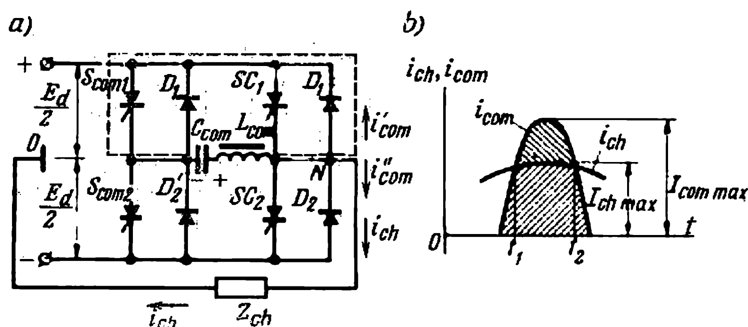


Fig. 7.98. Onduleur de tension monophasé à neutre sorti:
a—schéma à diodes à courant de retour et à ensemble de commutation; *b*—courbes de courants dans l'ensemble de commutation

($i''_{com} = i_{ch}$) et le circuit de commutation (i'_{com}). La chute de tension directe dans la diode à courant de retour D_1 qui fait partie du circuit de commutation constitue la tension inverse (négative) pour la soupape principale SC_1. Pour cette tension la soupape principale revient à l'état bloqué.

Durant la deuxième étape de passage du courant de commutation par le condensateur C_{com} et l'inductance L_{com}, le condensateur est rechargé (la polarité de tension à ses bornes s'inverse), ce qui le prépare à l'étape de commutation suivante ayant lieu, au bout d'une demi-période, dans la soupape inférieure SC_2.

L'introduction dans le schéma d'une paire de diodes complémentaires à courant de retour D_1' et D_2' est liée à la nécessité de prévenir l'accumulation progressive de l'énergie dans la capacité C_{com} ou dans l'inductance du circuit de commutation. Cette accumulation a lieu lorsque la dépense de la puissance dans le circuit de commutation est faible par rapport à la puissance reçue.

La figure 7.99,*a* montre le schéma complet d'un onduleur de tension triphasé comprenant trois sections monophasées. Chaque phase de la charge (qui est souvent représentée par un moteur à

courant alternatif) est connectée au point milieu de la bobine d'inductance L_{com} de l'ensemble de commutation. La partie supérieure de la bobine L_{com} participe à la commutation du courant de la soupape appartenant au groupe supérieur (anodique) de soupapes et la partie inférieure, à la commutation du courant dans le groupe inférieur (cathodique) de soupapes. Le condensateur de commutation

Fig. 7.99. Onduleur de tension triphasé:
a—schéma à commutation du courant par groupes; b—courbes de tension et de courant

C_{com} est commun à deux soupapes d'une section. Le fait que les diodes à courant de retour sont branchées en opposition par rapport à la bobine de commutation permet de se limiter à deux diodes par section.

La figure 7.99,*b* montre un diagramme qui illustre le fonctionnement alterné de différentes soupapes dans le montage en pont considéré. Durant une sixième partie de période, le courant total I_{ch} passe par la soupape dans le groupe supérieur (anodique) et la section de charge liée à cette soupape. Ce courant se divise ensuite pour passer par deux autres sections de charge, branchées en parallèle, et par les soupapes du groupe inférieur (cathodique) réunies à ces sections. Durant une sixième partie suivante de la période, le cou-

rant total I_{ch} passe par la phase suivante et la soupape du groupe inférieur (cathodique) liée à cette phase tandis que les soupapes du groupe supérieur (anodique) et les sections de charge qui leur correspondent laissent passer chacune une moitié du courant total.

La section de charge qui laisse passer le courant total reçoit $^2/_3$ de la tension U_d de la source d'alimentation et les sections fonctionnant en parallèle durant la partie donnée de la période reçoivent chacune $^1/_3$ de la tension totale U_d.

Le système de commande des soupapes principales et des soupapes de commutation est organisé de façon à assurer l'ordre requis de déblocage et de blocage des soupapes dans l'onduleur.

§ 7.19. Convertisseurs de fréquence à couplage direct

Les convertisseurs de fréquence à élément intermédiaire à courant continu que nous avons examinés dans les paragraphes précédents assurent un couplage élastique entre les systèmes à courant alternatif pour différentes fréquences, phases et tensions. Mais leur emploi nécessite la présence de deux éléments séparés (d'un redresseur et d'un onduleur) dont chacun est construit pour la puissance totale. Cela provoque un accroissement presque double de la puissance installée et du poids du convertisseur. Lorsqu'il est nécessaire d'obtenir un poids minimal et des dimensions minimales de l'installation de conversion on utilise des systèmes à couplage direct (fig. 7.84 et 7.85,*b*).

Le poids de l'installation se trouve considérablement réduit grâce à un nombre plus petit de soupapes parce que les organes de commutation artificielle du courant sont absents.

La figure 7.100,*a* montre un schéma simple d'un convertisseur de fréquence à couplage direct dans lequel le courant triphasé de fréquence f_1 est transformé en courant monophasé de fréquence plus petite f_2. A l'enroulement secondaire triphasé d'un transformateur connecté au réseau de la fréquence f_1 sont réunis deux groupes de soupapes commandées. Les soupapes d'un groupe connectées par leurs anodes aux enroulements du transformateur (soupapes SC_1, SC_2 et SC_3) laissent passer les courants depuis les enroulements secondaires du transformateur, par la bobine d'inductance X_1 et l'impédance de charge Z_{ch}, vers le point neutre du transformateur (groupe cathodique de soupapes). Les soupapes de l'autre groupe (SC_4, SC_5 et SC_6) dont les cathodes sont connectées aux enroulements du transformateur laissent passer les courants depuis le point neutre des enroulements secondaires du transformateur par l'impédance Z_{ch} et la bobine X_1 vers les sorties de ces enroulements (groupe anodique de soupapes).

Si, au cours d'un certain temps (déterminé par la fréquence requise) on débloque à tour de rôle d'abord les soupapes du groupe

cathodique et ensuite, pendant le même temps, les soupapes du groupe anodique, l'impédance de charge Z_{ch} sera parcourue par un courant alternatif à fréquence f_2.

La valeur de la fréquence f_2 dépend de celle des impulsions de commande introduites. La forme de la courbe de tension dépend de l'angle de commande α choisi (courbe de la figure 7.100,*b*).

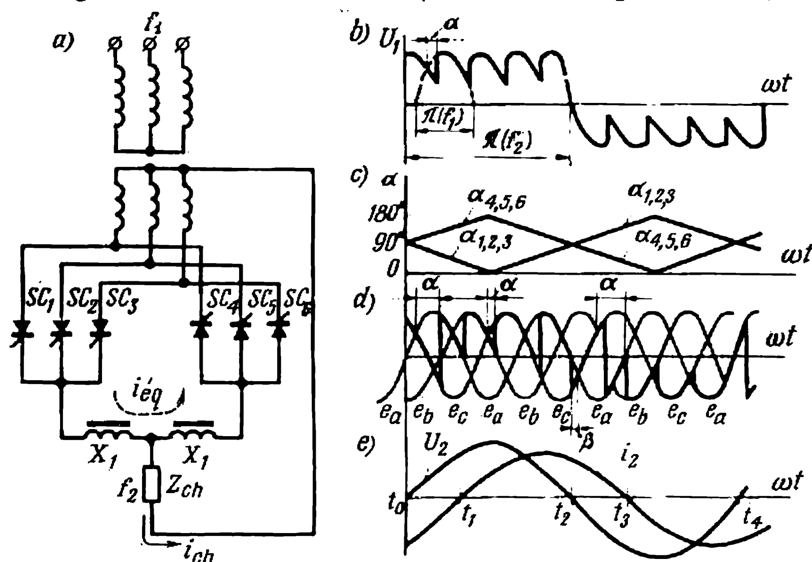


Fig. 7.100. Convertisseur de fréquence reliant les systèmes de courants triphasé et monophasé:

a—schéma; *b*—courbe de la tension primaire; *c*—variation de l'angle α; *d*—courbe des tensions secondaires; *e*—courbes de la tension et du courant dans la charge

En faisant varier l'angle α simultanément dans toutes les soupapes, on peut régler la valeur de la tension aux bornes de l'impédance de charge Z_{ch} (la valeur de la tension de sortie).

Si l'on fait varier périodiquement l'angle α en fonction du temps, la formation de la courbe de la tension secondaire sera assurée par les différentes portions des courbes de tensions de phase du système primaire. Ainsi, par exemple, lorsqu'on fait varier l'angle α pour un groupe ($\alpha_{1,2,3}$) et pour l'autre groupe ($\alpha_{4,5,6}$) d'après les diagrammes de la figure 7.100,*c*, on obtient une courbe de tension secondaire analogue à celle indiquée sur la figure 7.100,*d*. Dans les soupapes du groupe cathodique, l'angle α varie conformément au diagramme, comme une fonction linéaire du temps, en décroissant tout d'abord de 90° à 0 et en augmentant ensuite de 0 à 90° durant une alternance. Le même phénomène a lieu pendant l'alternance suivante dans le

groupe anodique de soupapes. La courbe de tension de sortie obtenue avec un tel système de commande est proche de son harmonique fondamental. Ceci s'explique par le fait que la valeur moyenne de la tension dans chaque portion de la courbe de tension secondaire obéit, comme nous l'avons vu au § 7.8,*b* (voir formule 7.81), à la loi du cosinus (tant que la courbe du courant redressé reste continue) :

$$U_{2\,\mathrm{moy}} = U_{1\,\mathrm{moy}} \cos \alpha. \qquad (7.148)$$

L'harmonique fondamental de tension engendre dans la résistance de charge un courant presque sinusoïdal (fig. 7.100,*e*). Les harmoniques supérieurs de tension sont arrêtés par un filtre (s'il en est besoin).

Selon le genre de récepteur, la courbe de courant sinusoïdal peut avoir un déphasage quelconque par rapport à la courbe de tension. Dans les portions où les courbes de courant et de tension coïncident (portions t_1-t_2 et t_3-t_4), les soupapes du convertisseur fonctionnent en redresseurs de courant en transférant la puissance du réseau à fréquence f_1 à la charge qui l'absorbe à fréquence f_2.

Dans les portions des courbes où les courants et les tensions ont des signes opposés (intervalles t_0-t_1 et t_2-t_3), les soupapes fonctionnent en onduleurs en restituant l'énergie accumulée dans les éléments réactifs de la charge au réseau primaire à fréquence f_1.

Pour préparer le convertisseur au passage à la marche en onduleur, quand cela est nécessaire conformément à l'angle de déphasage, on a prévu pour chaque groupe de soupapes une gamme d'angles de commande dont la limite est voisine de 180°. Les angles de commande dans les groupes cathodique et anodique de soupapes sont liés numériquement par la relation :

$$\alpha + \beta = 180 \text{ degrés électriques.} \qquad (7.149)$$

Les angles de commande α sont comptés, comme dans les redresseurs, dans le sens du retard depuis le point qui détermine l'instant de mise en jeu des soupapes et les angles β sont comptés depuis le point d'intersection des portions négatives des demi-sinusoïdes dans le sens de l'avance (voir fig. 7.100,*d*).

La commutation du courant dans les redresseurs et les onduleurs pilotés par le réseau se fait sous l'action de la tension du réseau, c'est-à-dire que la commutation est naturelle.

Puisque l'angle d'avance β doit être supérieur à la somme de l'angle de commutation γ et de l'angle de rétablissement de l'état bloqué de la soupape θ, la valeur admissible des angles α est limitée par la valeur minimale nécessaire de l'angle β.

Les bobines d'inductance insérées dans le schéma de la figure 7.100,*a* limitent la valeur des courants d'équilibre qui prennent naissance dans les circuits formés par les enroulements secondaires de différentes phases du transformateur. De tels courants apparais-

sent à cause de l'inégalité des valeurs instantanées de la tension pour des angles α et β qui se complètent mutuellement jusqu'à 180 degrés électriques.

En réunissant les groupes monophasés de convertisseurs de fréquence du côté secondaire (fig. 7.101), on obtient un convertisseur

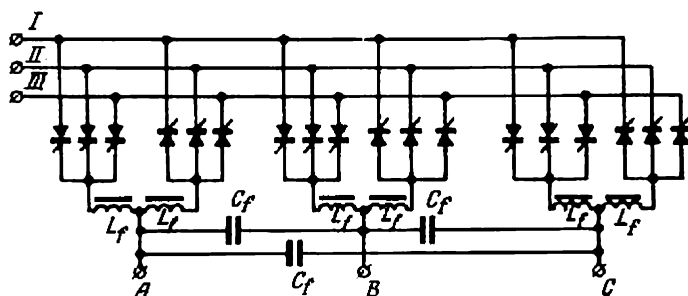


Fig. 7.101. Schéma d'un convertisseur de fréquence reliant deux systèmes de courant triphasé

de fréquence triphasé à couplage direct. A la sortie, les enroulements secondaires sont séparés par des condensateurs utilisés pour le lissage de la tension.

§ 7.20. Convertisseur de courant continu

Le convertisseur statique de la tension continue d'une valeur en tension continue d'une autre valeur comporte généralement deux éléments: 1) un onduleur qui convertit la tension continue d'entrée en tension alternative de sortie et 2) un redresseur convertissant la tension alternative d'entrée en tension continue de sortie.

L'onduleur du premier élément fonctionne comme un onduleur de tension. Tant que la puissance n'est pas très grande, les fonctions de soupapes commandées sont généralement remplies par des transistors ou par des thyristors biopérationnels.

Les puissances de deux types d'appareils actuellement fabriqués en série assurent une puissance d'entrée (sans utilisation d'un élément amplificateur intermédiaire) de plusieurs centaines de watts avec des transistors et de plusieurs kilowatts avec des thyristors biopérationnels.

De tels convertisseurs sont largement utilisés dans les dispositifs mobiles (avec des batteries d'accumulateurs comme source d'alimentation) auxquels on demande des tensions continues de niveaux assez élevés.

Le schéma d'un convertisseur de tension continue équipé de thyristors biopérationnels a été décrit au § 6.12,*c* (voir fig. 6.62,*b*).

Nous allons donc nous limiter à l'examen du schéma d'un convertisseur à auto-excitation équipé de transistors (fig. 7.102,*a*). Un tel schéma est utilisé non seulement avec un élément de sortie de redressement du courant (pont monophasé avec filtre de lissage) mais aussi sans cet élément lorsque l'onduleur de tension fonctionne comme un générateur indépendant d'impulsions de forme rectangulaire et de signes alternants.

Le transformateur de l'onduleur assure un régime à deux alternances (diphasé) de transformation de la tension continue en tension

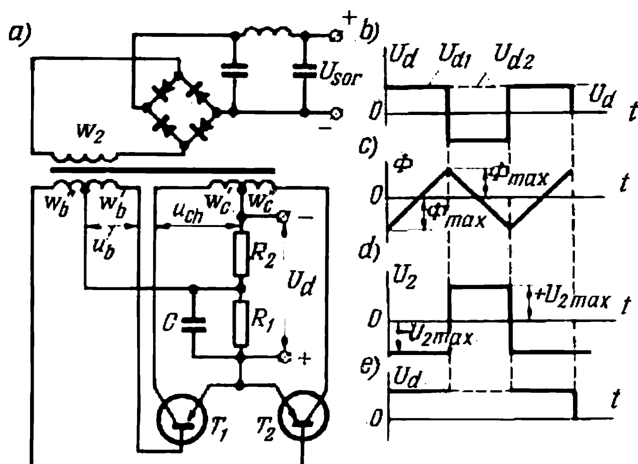


Fig. 7.102. Schéma d'un convertisseur de tension continue

alternative. Durant une alternance où le courant passe par l'un des enroulements primaires (par exemple, w_c'), le transistor T_1 est conducteur tandis que durant l'autre alternance, le courant passe par l'autre enroulement secondaire et c'est le transistor T_2 qui est débloqué.

Le phénomène d'auto-excitation et la formation d'impulsions de tension à fronts raides sont assurés grâce à la réaction positive entre les circuits de collecteur et de base des transistors, réalisée par l'intermédiaire des enroulements w_b' et w_b'' du transformateur.

Sous l'action d'une telle réaction, le courant de collecteur provoque l'amplification du courant de base qui renforce à son tour le courant de collecteur. Une telle amplification mutuelle des courants provoque l'auto-excitation de l'onduleur par une faible impulsion initiale de courant qui apparaît dans les bases du transistor lors de l'application de la tension d'alimentation. Le courant croît alors jusqu'à la valeur totale du courant de collecteur.

Le prosessus transitoire dans l'onduleur se déroule de façon analogue à celui de l'oscillateur bloqué à transformateur saturable (voir § 3.4,*c*).

Avec une tension d'entrée continue appliquée alternativement aux enroulements primaires du transformateur (fig. 7.102,*b*), le flux magnétique dans le noyau varie d'après une courbe de forme triangulaire (fig. 7.102,*c*):

$$\Phi = -\frac{1}{w}\int e\,dt = \frac{U_d}{w}t. \qquad (7.150)$$

En régime permanent, le flux magnétique passe par son maximum au début de chaque alternance. Lorsque, afin de réduire les pertes de puissance et d'obtenir une courbe de tension de sortie de forme plus rectangulaire, on fabrique le noyau du transformateur en ruban d'acier à boucle d'hystérésis rectangulaire, au flux maximal correspond une induction de saturation $\pm B_{max}$.

Le temps requis pour une variation du flux magnétique (dans les limites d'une alternance) est exprimé, selon (3.54), par l'égalité:

$$t_s = \frac{2B_{max}Sw_1}{U_d}\,10^{-8}\,(s) = \frac{2\Phi_{max}w_1}{U_d}\,10^{-8}\,(s). \qquad (7.151)$$

La variation périodique du flux magnétique, d'après les portions rectilignes de la courbe triangulaire de la figure 7.102,*c*, induit dans l'enroulement de charge (de sortie) w_2 de l'onduleur une f.é.m. de forme rectangulaire (fig. 7.102,*d*).

La fréquence de variation de la tension obtenue à la sortie de l'onduleur est déterminée par l'expression:

$$f = \frac{U_d}{4\Phi_{max}w_1}\,10^{8}. \qquad (7.152)$$

On peut agir sur la fréquence des oscillations produites par l'onduleur faisant partie du convertisseur de tension, comme cela résulte de la formule (7.152), par la variation de la tension d'alimentation U_d ou en modifiant le nombre de spires, lorsque l'enroulement secondaire du transformateur est divisé en sections.

Le diviseur de tension R_1-R_2 est introduit dans le montage pour appliquer, de la résistance R_1, sur les bases des transistors à l'instant de mise en marche un potentiel négatif avec lequel se produit l'auto-excitation.

En régime permanent, la résistance R_1 est parcourue dans un même sens par le courant de collecteur et le courant de base du transistor qui est débloqué pendant cette alternance. Ces courants font changer le signe de la tension prélevée directement aux bornes de R_1. La tension positive excédentaire est une tension de blocage dans le circuit de base du transistor non conducteur.

On choisit la valeur de la résistance R_1 en partant de la tension minimale de blocage (1 ou 2 V). Le nombre de spires des enroulements de base est choisi en partant du fait que la tension négative alternative doit être supérieure à la tension de polarisation pour obtenir dans le circuit de collecteur du transistor un régime proche du régime de saturation.

Le redresseur qui transforme la tension alternative obtenue à la sortie de l'onduleur en tension continue (fig. 7.102,*e*) est réalisé sous la forme d'un pont monophasé à filtre de lissage en Π. On obtient de cette façon une tension de sortie peu déformée. Le niveau requis de la tension de sortie est assuré par un choix convenable du rapport de transformation de l'enroulement de sortie w_2 de l'onduleur de tension par rapport à l'enroulement d'entrée w_1.

Table des matières

INTRODUCTION

Classification des systmèes électroniques et de leurs éléments

CHAPITRE PREMIER

Diodes et redresseurs de faible puissance

CHAPITRE II

Tubes à trois électrodes (triodes) et multigrilles.
Transistors. Amplificateurs électroniques

CHAPITRE III

Générateurs électroniques et formateurs

CHAPITRE IV

Cellules photoélectriques et autres indicateurs d'énergie rayonnante. Thermistances

CHAPITRE V

Tubes à faisceau électronique et leurs applications

CHAPITRE VI

Tubes à gaz commandés et thyristors de faible puissance. Leur emploi dans les circuits à relais et les circuits de commutation

CHAPITRE VII

Dispositifs à semi-conducteurs et tubes à gaz de puissance; leur emploi dans les systèmes de conversion de courant